

5

2ej'

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

EVOLUCION DE LAS ATMOSFERAS
DE LOS PLANETAS TERRESTRES

Tesis que para obtener el grado de Físico presenta

Flavio Angeles Franco

1991

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas Tesis Digitales Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS © PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis está protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

INDICE

Capítulo 1	1
Física Atmosférica	1
Características Generales	1
Perfiles de Chapman	9
Difusión Molecular	12
Capítulo 2	16
La Acreción y Condensación de los Planetas	16
Evolución Primaria de la Nebulosa Solar	16
La Acreción de los Planetas a partir de Planetesimales	20
La Formación de los Planetas a partir de Protoplanetas	32
Formación de las Atmósferas de los Planetas	36
Captura Isotérmica	37
Captura Adiabática	40
Captura Radiativa-Convectiva	42
Características Físicas de los Planetas	44
Capítulo 3	48
Las Atmósferas Terrestres Primitivas	48
Introducción	48
El Modelo de Durham y Chamberlain	49
Evolución Atmosférica	60
Capítulo 4	76
Capas Atmosféricas de los Planetas Terrestres	76
Las Capas Atmosféricas de la Tierra	76
Composición	76
Estructura Térmica	76
Exosfera	82
Ionosfera	83
Las regiones E y F1	85
La región F2	88

La región D	89
Dinámica Atmosférica	92
Campo Magnético	98
Las Capas Atmosféricas de Venus	100
Composición	101
Estructura Térmica	103
Ionosfera	106
Dinámica Atmosférica	112
Campo Magnético	115
Las Capas Atmosféricas de Marte	115
Composición	115
Estructura Térmica	117
Ionosfera	118
Dinámica Atmosférica	120
Campo Magnético	121
Capítulo 5	122
Escape Térmico	123
Escape de Jeans	123
Escape Hidrodinámico o 'Blowoff'	132
Formulación del Escape Hidrodinámico	133
El Escape Hidrodinámico en Venus	135
Limitaciones para los Mecanismos de Escape	152
El flujo delimitador o limitante	153
El cambio fotoquímico	155
La producción Iónica	155
La Energía	156
Capítulo 6	158
Escape No-Térmico	158
Escape No-Térmico en la Tierra	160
Pérdida de Hidrógeno en la Tierra	160
Pérdida de Helio en la Tierra	163
Escape No-Térmico en Venus	165
Pérdida de Hidrógeno en Venus	165
Intercambio de carga plasmático	167

Consecuencias de intercambio de carga H ⁺ -H en las atmósferas del pasado	172
Impacto de oxígeno caliente	174
Reacciones ión-molécula	175
Erosión del viento solar	177
Escape No-Térmico en Marte	185
Pérdida de Hidrógeno en Marte	185
Pérdida de Oxígeno en Marte	186
Pérdida de Helio en Marte	187
Pérdida de Nitrógeno en Marte	188
Pérdida de Elementos por Acción Erosiva del Viento Solar en Marte	191
Resultados obtenidos por medio del modelo de H. Pérez de Tejada	194
Apéndice: El Efecto Invernadero	197
Referencias	214

PARA

IL SE

CAPITULO 1

Al parecer Mercurio, Venus, la Tierra y Marte, los llamados planetas terrestres, se formaron en la misma región espacial del Sistema Solar, por lo que, en un principio, la composición de sus atmósferas debe haber sido muy parecida. Sin embargo, hoy en día las características de sus atmósferas varían grandemente entre sí. ¿Cómo se formaron las atmósferas? ¿Qué procesos se llevaron a cabo a lo largo de cerca de 4,600 millones de años para que las atmósferas evolucionaran a su estado actual? ¿Por qué la Tierra es el único planeta con una cantidad significativa de oxígeno molecular, O_2 ? Estas son algunas de las preguntas que motivaron la elaboración de este trabajo. En particular, la evolución que tuvo la atmósfera de la Tierra es importante, ya que gracias a ella es que existimos. Es por ello que también es importante saber los miles de millones de años que tuvieron que pasar para que se llevaran a cabo cientos de procesos que permitieran llevarla a su estado actual. Hoy en día el hombre es capaz de destruir en un siglo lo que a la naturaleza le tomó miles de años formar. Ojalá algún día tomemos conciencia de esto y respetemos lo que la naturaleza nos ha dado para nuestro bien y el de todos los demás.

En este capítulo se desarrollarán los principios teóricos básicos que se utilizarán a lo largo del trabajo. Se tratará principalmente el tema del equilibrio hidrostático dentro de una atmósfera.

FISICA ATMOSFERICA

CARACTERISTICAS GENERALES

La atmósfera de un planeta es una envoltura gaseosa que está sujeta a él por su fuerza gravitacional; en el caso más simple, se puede considerar que tiene simetría esférica, esto es, todas sus características son iguales para una distancia dada. Su máxima densidad se encuentra justo arriba de la superficie y disminuye

conforme aumenta la altitud. No existe una división clara entre la atmósfera y el espacio interplanetario, sino que se tiene una transición gradual entre los mismos.

A primer orden, es posible aproximar las características generales de las atmósferas de los planetas terrestres (por lo menos aquéllas que se relacionan a la absorción de la radiación solar y a las propiedades radiativas) mediante una descripción de estructura térmica vertical. La estructura vertical de una atmósfera es la variación de la presión, temperatura, densidad y composición química con la distancia medida desde el centro del planeta.

En la atmósfera de un planeta, a un nivel determinado, z , la presión está dada por el peso de la columna de aire que se encuentra por arriba de este nivel sobre un área de superficie unitaria; este peso se obtiene al resolver la siguiente ecuación

$$w(z) = \int_z^{\infty} \rho g dz$$

donde w es el peso, ρ es la densidad de masa del aire, g es la aceleración gravitacional y z es la altura. Como g es casi constante (su valor varía tan solo en un 3% cada 100 km), se puede hacer la siguiente aproximación

$$w = g \int_z^{\infty} \rho dz$$

Si se considera a la atmósfera como un fluido en equilibrio hidrostático, ésta debe satisfacer la ecuación hidrostática para cada capa infinitesimal de sección transversal unitaria [1]¹. La ley hidrostática está dada por

$$-dp = \rho g dz \quad (1.1)$$

¹ Los números entre paréntesis cuadrados indican la referencia

fuerza hacia arriba debida peso del aire que
al gradiente de presión = está por encima

A las distintas temperaturas y presiones, la atmósfera se comporta como una mezcla de gases ideales (con tan sólo un pequeño error porcentual). Para presiones cada vez más pequeñas, el comportamiento es cada vez más parecido a un gas ideal; por lo que para cada componente es válido suponer que la ecuación general de los gases se satisface

$$p_i V = n_i R T \quad (1.2)$$

donde p_i es la presión parcial de la componente i , n_i es el número de moles de la componente i , V es el volumen, R es la constante de los gases ($R = 8.314 \times 10^7 \text{ erg/ mol.K}$) y T es la temperatura.

Si los procesos mezcladores de la atmósfera funcionan eficientemente, la llamada ley de Dalton asegura que, para toda la mezcla, la suma de las presiones parciales de cada uno de los componentes es igual a la presión total; esto es,

$$P = \sum_i p_i$$

entonces se tiene que

$$p V = n R T \quad (1.3a)$$

donde p es la presión total y n es el número total de moles.

Ahora bien, la ecuación general de los gases también se puede expresar de la siguiente forma [2]

$$p V = k T \quad (1.3b)$$

donde V es el volumen por partícula ($V = 1/N$); o como

$$p = N k T = \rho R T \quad (1.3c)$$

donde k es la constante de Boltzmann ($k = n R = 1.38 \times 10^{-16}$ erg/K) y N es el número de concentración o densidad de número (esta densidad es igual al número de partículas por unidad de volumen). k se puede interpretar como la constante universal de los gases, pero para una molécula, no para un mol; k es la energía más probable de una molécula calculada para 1 grado kelvin [3]. De la ecuación (1.3b) se tiene

$$p = \frac{1}{V} k T = \frac{\rho}{M} k T \quad (1.4)$$

donde M es la masa media molecular.

Si se toma la ecuación (1.1) y se divide entre la presión, se tiene

$$\frac{dp}{p} = - \frac{1}{p} \rho g dz$$

Si se sustituye el valor de la presión, dado por la ecuación (1.4), en el segundo miembro de la ecuación, se obtiene

$$\frac{dp}{p} = - \frac{M}{\rho k T} \rho g dz = - \frac{Mg}{kT} dz$$

$$\frac{dp}{p} = - \frac{dz}{H}$$

$$d \ln p = - \frac{dz}{H} \quad (1.5)$$

donde el parámetro

$$H = \frac{k T}{M g} \quad (1.6a)$$

se define como la *escala de altitud de presión*.

Si se integra la ecuación (1.5) de 0 a z se tiene

$$p = p_0 \exp \left(- \int_0^z \frac{dz}{H} \right) \quad (1.7)$$

Como M es casi constante hasta los 100 primeros kilómetros y g , como ya se había mencionado, también se puede considerar como constante para esta altitud, entonces H varía proporcionalmente con la temperatura hasta los primeros 100 km. Para $T = 273$ K, $g = 980$ cm/s² y $M = 28.96$ se tiene que $H = 8$ km. Esta es la escala de altitud de presión para la Tierra tomada aproximadamente al nivel del mar. En Venus la escala de altitud en la parte baja de la atmósfera es igual a 14.9 km, y en Marte es de 10.6 km.

Si la temperatura no variara con la altura, esto es, si la atmósfera fuera isotérmica, la ecuación (1.7) se reduce a [1]

$$p = p_0 e^{-z/H} \quad (1.8)$$

A esta ecuación se le llama la *fórmula barométrica*. Si z toma el valor H se tiene que

$$p = e^{-1} p_0 = 0.37 p_0$$

por lo que H indica la altura a la cual la presión atmosférica ha disminuido en un factor de $e^{-1} = 0.37$, esto es, H indica la altura a la que están contenidas las (2/3) partes de la masa atmosférica².

Si se retoma la ecuación (1.8), se tiene que ésta implica que [4]

$$\rho = \rho_0 e^{-z/H} \quad (1.9)$$

Esta ecuación permite a su vez dar otra interpretación de H ; si se integra la densidad (ρ_{int}) sobre todo el espacio se obtiene la

² Esto se debe a que $p = Mg/s$, donde s es una superficie unitaria; como M y s son constantes, entonces $p \sim m$.

llamada *masa columnar*, que equivale a la masa contenida en una columna de superficie unitaria con una altura que va desde el suelo hasta el infinito. Su expresión está dada por

$$\rho_{\text{Int}} = \int_0^{\infty} \rho \, dz = \rho_0 \int_0^{\infty} e^{-z/H} \, dz$$

$$\rho_{\text{Int}} = H \rho_0$$

por lo que H es también la altura que alcanza una atmósfera isotérmica si su presión fuera constante en todo punto con un valor igual a p_0 .

Ahora bien, como $\rho = NM$, entonces también se tiene que [5]

$$N = N_0 e^{-z/H} \quad (1.10)$$

donde N es la *densidad de número*. Esta ecuación permite conocer la densidad para cualquier altura, si se conoce la densidad de partículas del lugar donde se tomó como base para la escala de altitud H.

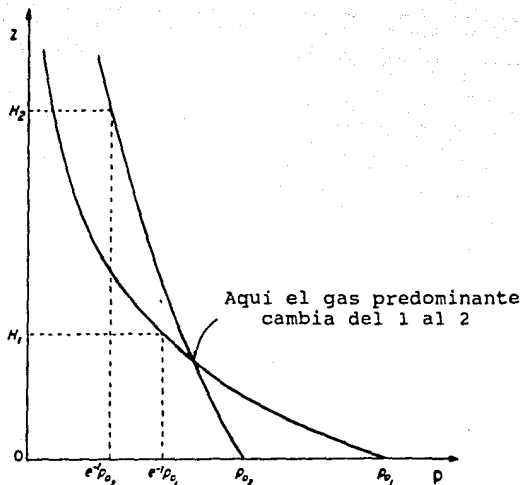
No obstante, en la realidad, el aire no es una mezcla perfecta de gases (mucho menos de gases ideales). Por lo tanto, la mecánica estadística predice que para una mezcla de gases dentro de un campo gravitacional que están en una distribución de equilibrio habrá una distribución para cada tipo de moléculas. De esta forma, cada gas obedecerá su propia ecuación

$$p_i = p_{0i} \exp \left(\int_0^z \frac{dz}{H_i} \right) \quad (1.11)$$

de acuerdo a su valor de M [1].

La ecuación anterior manifiesta un predominio de las moléculas pesadas a bajos niveles, y de las moléculas ligeras a altos niveles. Ver figura 1.1.

Por debajo de los 100 km, los procesos mezcladores (turbulencia y corrientes convectivas) son eficientes y mantienen



$$\text{gas 1: } H_1 = \frac{R T}{g M_1}$$

$$\text{gas 2: } H_2 = \frac{R T}{g M_2}$$

$$p_1 = p_{01} e^{-z/H_1}$$

$$p_2 = p_{02} e^{-z/H_2}$$

$$M_1 > M_2$$

$$H_1 < H_2$$

Figura 1.1. Distribución de altura para gases en equilibrio difusivo. Figura tomada de la referencia [1].

el aire bien mezclado, por lo que la composición del mismo es constante y se puede aplicar la ecuación (1.7), la cual utiliza la masa M . Para alturas por arriba de los 100 km, los procesos mezcladores dejan de ser eficientes debido a que la atmósfera

tiende a separarse por medio de procesos de difusión³.

En este caso, M se vuelve una función de la altitud, $M = M(z)$, al igual que g comienza a variar de manera significativa con la misma. Por lo tanto, el equilibrio se describe ahora con el conjunto de ecuaciones (1.11), ya que a estas alturas el proceso de difusión obstaculiza la mezcla [3].

El hecho de que los gases estén o no bien mezclados da una división química de la atmósfera de la siguiente manera:

- a) Homosfera: es la zona de mezcla dada por los procesos convectivos y de turbulencia; su composición química es constante, a excepción del vapor de agua y de algunas pequeñas cantidades de otros gases. En la Tierra, la homosfera ocupa los primeros 100 km de la atmósfera [3].
- b) Heterosfera: es la zona de separación por difusión, por lo que su composición es variable. La velocidad de difusión de las partículas es inversamente proporcional al número de densidad. La difusión comienza a predominar sobre los procesos mezcladores a concentraciones del orden de 10^{12} - 10^{13} partículas por unidad de volumen. Para la Tierra esto representa una altura de 100-120 km [3].

La existencia de la heterosfera hace que el helio y el hidrógeno se conviertan en los principales componentes de la atmósfera a la altura de varias centenas de kilómetros, por lo que la parte más alta de la atmósfera está constituida por coronas de hidrógeno, que debido a la pequeña masa molecular relativa del mismo, se extienden a miles de kilómetros.

Para finalizar esta sección se deducirá otra forma para calcular la distribución de densidad o densidad de número N . Si se utiliza la ecuación (1.3c) en su forma diferencial, se obtiene

³ *Procesos de difusión: son aquellos que describen las penetraciones espontáneas del espacio que hay entre las moléculas de una sustancia, por las moléculas de otra, para formar una mezcla uniforme; esto es, son los procesos que describen los movimientos que realizan, en este caso, los gases para alcanzar un equilibrio hidrostático.*

$$dP = kT dN + kN dT$$

Si se sustituye el valor de dP , dado en la ecuación (1.1), en la expresión anterior, se tiene que

$$- \rho g dz = kT dN + kN dT$$

Si se toma en cuenta que $\rho = NM$, entonces la ecuación anterior queda como

$$- NMg dz = kT dN + kN dT$$

Si se divide la ecuación anterior entre k , T y N , y se rearreglan algunos términos, se obtiene

$$\frac{dN}{N} = - \left(\frac{dT}{T} + \frac{Mg}{kT} dz \right) = - \left(\frac{dT}{T} + \frac{dz}{H} \right)$$

$$\frac{dN}{N} = - \left(\frac{1}{T} \frac{dT}{dz} + \frac{1}{H} \right) dz$$

$$\frac{dN}{N} = - \frac{dz}{H^*} \quad (1.12)$$

donde H^* se conoce como la *escala de altitud de densidad*. Esta escala es diferente de la escala de altitud de presión H , salvo en el caso en que la atmósfera sea isotérmica (en este caso $\frac{dT}{dz} = 0$). La ecuación (1.12) permite calcular la distribución de densidad N para casos más generales que los tratados por la ecuación (1.10).

PERFILES DE CHAPMAN

A las curvas que dan la tasa de absorción de la radiación como función de la altura se les llama *perfiles de Chapman*. Estos perfiles constituyen un tratamiento matemático que describe de manera simple las características más importantes de la absorción atmosférica.

Para calcular la ecuación que describe los perfiles de Chapman, se restringirá aquí el análisis únicamente al caso más simple e idealizado, para lo cual se supondrá que

- 1) la radiación es monocromática (i.e., de un λ dado) y su densidad de flujo radiante incidente⁴ en la atmósfera desde afuera es I_{∞} .
- 2) sólo existe una especie de molécula capaz de absorber esta radiación. Esta especie tiene una distribución exponencial respecto a la altura como la que predice la ecuación (1.10)

$$N = N_0 e^{-z/H} \quad (1.10)$$

- 3) la radiación incide verticalmente en la atmósfera, esto es, el ángulo que forma la radiación con respecto a la línea que va del centro de la Tierra al cenit (el ángulo cenital) es igual a cero.
- 4) es válida la ley de Beer para la absorción de radiación. Esta ley dice que dice que la disminución dI en la densidad de flujo radiante después de viajar una anchura dz es proporcional tanto a I como a dz

$$dI = I \alpha N dz \quad (1.13)$$

donde α es una constante relacionada con la sección transversal de absorción de las moléculas absorbedoras. Si la radiación viaja hacia abajo, entonces dI y dz son negativas.

La tasa a la que la radiación es absorbida a cualquier altura está dada por

$$q = \frac{dI}{dz} = I \alpha N \quad (1.14)$$

⁴ La densidad de flujo radiante incidente es la energía por unidad de tiempo y por unidad de área transversal proveniente del Sol.

Se procederá ahora a calcular el número total de moléculas absorbedoras que existen por arriba de z . De la ecuación (1.10) se tiene que

$$N_t = \int_z^{\infty} N(z) dz = N_0 H e^{-z/H} \quad (1.15)$$

$$N_t = N(z) H = N'(z)$$

A $N'(z)$ se le llama *la densidad integrada* o *densidad columnar*. Entonces, si se utiliza el resultado anterior y se integra la ecuación (1.13) se obtiene

$$I = I_{\infty} \exp(-\alpha n_0 H e^{-z/H}) = I_{\infty} \exp(\alpha N'(z)) \quad (1.16)$$

Si se utilizan las ecuaciones (1.10), (1.14) y (1.15) se deriva que $q = q(z)$ es igual a

$$q(z) = q_0 \exp \left[- \left(\frac{z}{H} + \alpha n_0 H e^{-z/H} \right) \right] \quad (1.17)$$

con $q_0 = \alpha n_0 I_{\infty}$. Esta ecuación constituye el perfil de Chapman [1]. Ver figura 1.2.

La ecuación (1.17) tiene un máximo cuando el exponente alcanza un valor absoluto mínimo. Este se alcanza cuando

$$z = z_m = H \ln(\alpha n_0 H) \quad (1.18)$$

lo cual implica una

$$I = I_{\infty} e^{-1}$$

Este resultado muestra que la tasa de absorción es máxima para un valor aproximado de $(I_{\infty}/3)$; esto es, la absorción es máxima cuando la densidad de flujo ha disminuido a un tercio del valor que tenía originalmente al incidir en la atmósfera. A esta altura, dada por la ecuación (1.18), se le llama *profundidad de penetración*.

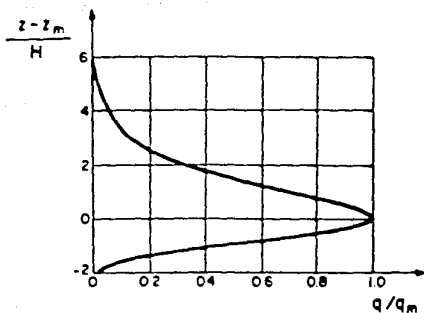


Figura 1.2. Perfiles de Chapman. La altitud se expresa como una altura normalizada $(z - z_m)/H$, en donde z_m está dada por la ecuación (1.18), y la razón de absorción está normalizada a la máxima razón de absorción $q_m = e^{-1} I_0/H$, que se obtiene al sustituir la ecuación (1.18) en la ecuación (1.17). Figura tomada de la referencia [1].

La tasa de absorción de radiación q es también una medida de la tasa de producción de compuestos formados por reacciones fotoquímicas. Si esta reacción representa la ionización de una molécula o un átomo en la ionosfera, entonces la ecuación (1.17) representa la tasa de producción de átomos libres.

DIFUSION MOLECULAR

Para los objetivos de este trabajo, no es tan importante conocer los procesos físicos que dominan la homósfera para llegar al equilibrio hidrostático (convección y conducción), debido a que el escape de elementos atmosféricos se realiza en la heterósfera, es decir, en las partes altas de la atmósfera. En la heterósfera, el proceso físico más importante que se tiene es la difusión

(empieza a ser importante para $z > 90$ km en la Tierra), por lo que es importante conocer con mayor profundidad la difusión molecular de la atmósfera.

Para realizar el análisis de la difusión molecular, se supondrá que se cuenta con un componente menor con una distribución de densidad $N_1(z)$, en una atmósfera en donde su distribución de densidad en equilibrio difusivo⁵ es $N_{1E}(z)$. Este componente tendrá un flujo ascendente ϕ , que puede describirse en términos de la velocidad ascendente de difusión ω , dado por la ecuación de difusión, la cual se representa por

$$\phi \equiv N_1 \omega_1 = - D N_{1E} \frac{\partial (N_1/N_{1E})}{\partial z} \quad (1.19)$$

donde D (cm^2/s) es el coeficiente de difusión, que varía inversamente con el valor de la densidad total $N(z)$.

Para una atmósfera en equilibrio hidrostático, la distribución N_{1E} se puede calcular utilizando la ecuación (1.12). Luego entonces, de la ecuación (1.19), se tiene la siguiente relación

$$\phi_1 = - N_1 D \left(\frac{1}{N_1} \frac{\partial N_1}{\partial z} + \frac{M_1 g}{kT} + \frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right) \quad (1.20)$$

donde M_1 es la masa del gas que está sujeto al proceso de difusión. El segundo y tercer términos de la derecha constituyen el recíproco de la escala de altitud de densidad H_{1E}^* , definida por la ecuación (1.12), para una distribución en equilibrio.

Si se utiliza nuevamente la ecuación (1.12) para el primer término del segundo miembro de la ecuación anterior, se obtiene

$$\phi_1 \equiv N_1 \omega_1 = N_1 D \left(\frac{1}{H_1^*} - \frac{1}{H_{1E}^*} \right) \quad (1.21)$$

⁵ Si una atmósfera está en equilibrio difusivo, entonces cada gas que la compone está en equilibrio hidrostático (ecuaciones (5) y (11)), independientemente de su masa M_1 .

El coeficiente de difusión es inversamente proporcional a la densidad total N , y se puede escribir como $D = b/N_1$, donde b es un parámetro binario que se obtiene de datos referentes a la difusión, la viscosidad y conductividad térmica.

Hasta aquí se ha mostrado que el proceso de difusión es consecuencia de los gradientes de densidad, sin embargo, este proceso también puede ser consecuencia de un gradiente de temperatura. Para tomar en cuenta la difusión térmica, se agrega a la ecuación (1.21) el término $(\alpha_T/T) \frac{dT}{dz}$ dentro de los paréntesis de la misma y dentro de la definición de $1/H_{1E}$. El coeficiente α_T es llamado *el factor térmico de difusión*.

Es importante señalar que la descripción anterior funciona para una atmósfera que tiene un patrón de circulación uniforme. Sin embargo, existen corrientes que difieren mucho de este patrón de circulación; a este tipo de corrientes se les llama *corrientes de circulación parásita o corrientes 'eddy'*. Aunque las ecuaciones de movimiento no son muy eficientes en la descripción de procesos de turbulencia y de mezcla en la atmósfera, es útil simplificar la mezcla al asignarle el tipo de propiedades macroscópicas promedio que la difusión molecular posee. Por lo tanto, al substituir el coeficiente de difusión 'eddy' o de circulación parásita, K (cm^2/s), en lugar del coeficiente de difusión, D , y la densidad total $N(z)$ por la densidad N_{1E} , en la ecuación (1.19) se obtiene *el flujo dado por la difusión 'eddy'*. Este flujo también se puede obtener al substituir K por D y M , la masa molecular promedio, por M_1 en la ecuación (1.20), con lo que se obtiene la siguiente expresión

$$\phi_1 = N_1 \omega_1 = -K(z) N(z) \frac{d}{dz} \left(\frac{N_1}{N} \right) \quad (1.22)$$

Entonces, *el flujo ascendente total de difusión* está dado por la suma de las ecuaciones (1.19) y (1.22). Este flujo toma en consideración el patrón de circulación uniforme y las corrientes parásitas de la atmósfera.

Con lo anterior se finaliza el primer capítulo, y estamos listos para abordar de lleno el tema de las atmósferas de los

planetas.

CAPITULO 2

En el presente capítulo se estudiará brevemente la historia del Sistema Solar, abarcando el periodo desde poco antes de la formación del Sol hasta nuestros días. Se tratarán dos de las teorías más aceptadas que existen acerca de la formación de los planetas; estas teorías son: la teoría de acreción de planetesimales y la teoría de los protoplanetas gigantes. También se analizarán los procesos mediante los cuales los planetas capturaron los gases que poco a poco fueron formando sus atmósferas. Finalmente, se hablará de la diferencia existente entre las características físicas de los planetas terrestres y el resto de los planetas del Sistema Solar.

LA ACRECION Y CONDENSACION DE LOS PLANETAS

EVOLUCION PRIMARIA DE LA NEBULOSA SOLAR

El Sol, los planetas, los satélites, los asteroides y los cometas se originaron de un gas primordial y de una nube de polvo que formaban la llamada nebulosa solar. Se cree que el 98% de la masa total de la nebulosa solar estaba conformada por hidrógeno y helio, un poco menos del 2% por material que formaba hielo (H_2O , NH_3 , CH_4 , etc.) y como 0.5% por material sólido que formaba rocas (SiO_2 , MgO , Fe , FeO , FeS , etc.). Las mejores estimaciones actuales que se tienen de la composición de las atmósferas de Jupiter y Saturno se acercan mucho a estas proporciones de la nebulosa solar.

Inicialmente, esta nebulosa era difusa y homogénea, tanto física como químicamente. Sin embargo, parece ser que en algún momento pasó por un estado denso, en el que aparecieron grandes temperaturas y presiones, las cuales dieron lugar a un colapso en su distribución. Debido a lo anterior, los materiales que se condensaron deben de haber tenido composiciones muy distintas dependiendo de la distancia al centro de la nebulosa a la cual se formaron. Los grandes cambios de temperatura y los gradientes de

presión afectaban la estabilidad entre los materiales condensados y los materiales que se evaporaban. Se cree que los materiales con presión de vapor pequeña se condensaron por todas partes, mientras que las sustancias altamente volátiles, con una presión de vapor muy grande, sólo se condensaron a muy grandes distancias del centro de la nebulosa [5]. Según el modelo elaborado por A. Eucken, la secuencia de condensación de materiales durante el enfriamiento del gas dado en la nebulosa fue la que se ilustra en la tabla I.

Si en un punto dado de la nebulosa la temperatura no era lo suficientemente baja para que se condensara el elemento de la entrada Y de la lista, entonces los elementos Y, Y + 1, etc., con temperaturas de condensación más pequeñas, permanecieron bien mezclados formando parte del componente gaseoso de la nebulosa.

Los nuevos cuerpos sólidos, que se iban condensando en el

TABLA I

SECUENCIA DE MATERIALES CONDENSADOS EN LA NEBULOSA SOLAR

1. Oxidos refractarios (minerales ricos en CaO , Al_2O_3 , Ti_2O_3 , oxidos de gases nobles, MgO , etc.)
 2. Aleaciones metálicas de hierro-níquel y silicio
 3. Mg_2SiO_4 y MgSiO_3
 4. Sílice (SiO_2)
 5. Elementos volátiles de haluros y sulfuros (Na_2S , NaF , K_2S , etc.)
 6. Sales de amonio ($\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$, NH_4Cl , NH_4Br , etc.)
 7. Agua
 8. Hidrosulfuro de amonio (NH_4SH)
 9. Amoniaco (NH_3)
 10. Metano y argón (CH_4 , Ar)
 11. Hidrógeno y neón (H_2 , Ne)
 12. Helio (He), pero sólo a temperaturas extremadamente bajas.
-

espacio, fueron formando después cuerpos de mayores proporciones mediante el llamado proceso de acreción¹. Se cree que la acreción de los cuerpos sólidos dependió, en parte, de como se dió la mezcla radial de materiales, por lo que las condiciones de origen afectaron profundamente las composiciones resultantes de los planetas que acrecieron a partir de dichos materiales.

Todas las teorías acerca de la acreción de los planetas se basan en suposiciones acerca de:

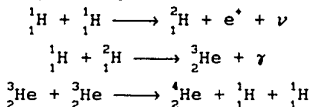
- 1) la naturaleza fisicoquímica de la nebulosa solar
- 2) las vidas primitivas de las estrellas

Se acepta que las estrellas se forman de una nebulosa de densidad moderada, compuesta por gases y polvo, con una abundancia total de elementos como la que se tiene en el Sol y en otras estrellas normales que utilizan la combustión del hidrógeno en su secuencia principal².

Se piensa que la temperatura en la nebulosa solar variaba desde unas cuantas decenas de grados hasta unos cuantos miles de grados Kelvin. Debido a la opacidad de la nebulosa, la temperatura descendía rápidamente con la distancia heliocéntrica y con la

¹ *acreción: es el proceso que consiste en la captura del medio circundante, cuyo flujo aumenta gradualmente la masa del núcleo [6].*

² *Estrellas de secuencia principal: son aquellas estrellas que utilizan la fusión de hidrógeno en núcleos de helio, mediante el ciclo protón-protón, como principal fuente de energía; en este ciclo los choques directos de protones dan por resultado la formación de núcleos más pesados, los que al volver a chocar, producen núcleos de helio. Las reacciones que describen al ciclo protón-protón son:*



La energía total desprendida es $(\Delta m)c^2$, en donde Δm es la diferencia entre la masa de los cuatro protones que intervienen en la reacción y la masa de la partícula alfa y de los dos positrones. Esta diferencia de masa llega a valer hasta 24.7 MeV. A este tipo de energía liberada en la fusión de átomos ligeros en otros más pesados se le llama energía termonuclear.

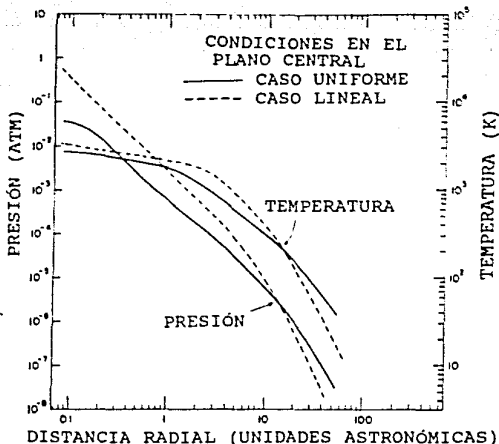


Figura 2.1. Condiciones de temperatura y presión en el plano central de la nebulosa. Las condiciones de la nebulosa por dentro de la órbita de Júpiter son adiabáticas. El aplanamiento del perfil de temperatura por arriba de los 2000 K se debe a la absorción de calor por la disociación térmica del H_2 . Figura tomada de la referencia [5].

distancia del plano medio (Ver figuras 2.1 y 2.2). La nebulosa constituía un aislador térmico lo suficientemente bueno como para permitir gradientes de temperatura muy grandes que condujeran calor por convección a regiones muy extensas de su interior [5].

Los modelos para representar la nebulosa solar han variado con los años. En 1973, los investigadores A. G. W. Cameron y M. R. Pine elaboraron un modelo que propone un estado estable³, con masa nebular y flujo de calor constantes. En modelos más recientes, como el modelo de Cameron propuesto en 1978, se toma en cuenta una configuración de estado estable en el que hay un flujo

³ Estado estable: Un estado estable es aquél en que las condiciones locales no cambian con el tiempo. Algunas de las funciones de estado permanecen constantes como resultado de algún flujo generalizado a través del sistema.

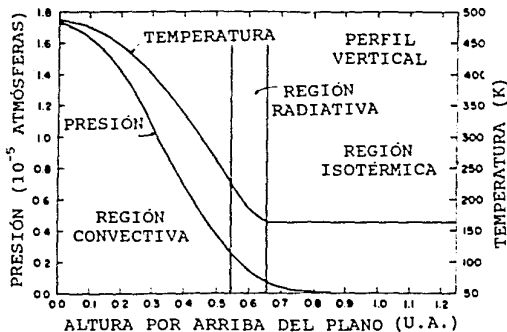


Figura 2.2. Perfiles de la temperatura vertical y la presión de la nebulosa al variar la altura sobre su plano medio. En el gas denso y opaco cercano a este plano, el transporte de calor se lleva a cabo por convección. A presiones más pequeñas, el gradiente de temperatura es menor debido al enfriamiento radiativo. Para distancias aún más lejanas, la pequeña cantidad de gas restante es transparente y casi isotérmica. U.A. significa unidad astronómica, y es la distancia media existente entre la Tierra y el Sol (U.A. = 149 600 000 km). Figura tomada de la referencia [5].

de masa constante a un disco de acreción; en este modelo se consideran los fenómenos dependientes del tiempo que se dan cuando se inicia el flujo de masa al disco de acreción y cuando el mismo acaba. Las propiedades particulares de una nebulosa solar modelada por Cameron y Pine (1973) se ilustran en las figuras 2.1 y 2.2.

LA ACRECIÓN DE LOS PLANETAS A PARTIR DE PLANETESIMALES

Como se mencionó anteriormente, existen principalmente dos teorías acerca de la formación de los planetas: la primera de ellas se basa en la acreción de planetesimales; la segunda se basa en la formación de protoplanetas que al colapsarse crearon, a su

vez, a los planetas. En esta sección se explicará la primera teoría; la explicación de la segunda se dará en la siguiente sección.

Durante la etapa primaria nebular, aquellos conglomerados de partículas sólidas que eran químicamente estables a cualquier distancia del centro de la nebulosa acrecieron para formar cuerpos más grandes. En esta etapa las fuerzas de van der Waals pudieron haber desempeñado un papel importante, ya que estas fuerzas provocan atracciones eléctricas débiles. Es probable que dichas fuerzas hayan causado que los granos de polvo de la nebulosa se unieran unos con otros para formar cuerpos de hasta un centímetro de diámetro. Además de las fuerzas de van der Waals, las fuerzas magnetostáticas y las fuerzas de adhesión superficial pudieron permitir que los granos minerales individuales se adhirieran de manera selectiva. Después de unos cuantos miles de años, el arrastre ejercido por el gas rotante de la nebulosa combinado con la influencia gravitacional del gas nebular debieron de haber acarreado los cuerpos que se formaron al plano medio de la nebulosa, con lo cual se pudo construir una delgada capa central de opacidad creciente debida al aumento de la cantidad de polvo. Estos nuevos cuerpos deben de haber comenzado a crecer mediante colisiones entre ellos. Algunos cálculos hechos mediante computadora muestran que cuando los cuerpos más grandes alcanzaron un diámetro de 1 metro, la concentración de materia en la capa de polvo hizo que la capa se volviera gravitacionalmente inestable. Durante esta etapa, los cuerpos probablemente se agruparon con el polvo restante para formar huéspedes de tamaño sublunar (asteroidal) de hasta un kilómetro de diámetro, que permanecieron en órbitas de excentricidad pequeña. A este tipo de cuerpos se les conoce con el nombre de *planetesimales*. Las simulaciones por computadora muestran que se necesitarían cerca de 10^{13} planetesimales de este tipo para formar los planetas terrestres [7]. La escala de tiempo estimada para la duración de esta primera fase nebular es de 10^5 años. Se cree que la fase nebular duró desde la formación de la nebulosa hasta la ignición del Sol. Esta escala de tiempo, que se tomó del modelo de Cameron, ha sido la más adecuada que se ha encontrado para describir la formación de

cuerpos de magnitud sublunar [5].

De los estudios sobre la fase de colapso de las estrellas durante su evolución temprana, se acepta que el Sol recién formado era superluminoso hasta por un factor de tres con respecto a la luminosidad actual. Se estima que esta superluminosidad duró hasta que la energía potencial gravitacional de contracción finalmente se agotó. Durante este periodo de superluminosidad, que duró cerca de 10^7 años, el Sol debe de haber tenido aproximadamente la misma temperatura superficial que tiene hoy en día, pero, debido a que tenía un radio mayor y una superficie mayor, era más luminoso con una fuerza gravitacional superficial menor⁴. Durante esta fase, el Sol debe haber expelido masa a la manera de un denso viento solar. Al igual que el viento solar actual, este viento solar primitivo constituía un plasma de protones y electrones y se expandía radialmente a partir del Sol; aunque el viento solar primitivo era mucho más denso, es muy probable que la velocidad de las partículas del viento inicial fuera muy similar a la del viento actual. Hoy en día, muchas estrellas superluminosas (que son reconocidas porque son muy luminosas para su color en relación con las estrellas estables de secuencia principal (SP)) se encuentran asociadas con densas nubes interestelares de gas y polvo y con estrellas SP extremadamente masivas y luminosas ($L \approx 10^4 L_{\odot}$, en donde L_{\odot} es la luminosidad del Sol). Como la vida de estas derrochadoras estrellas SP es corta ($<10^8$ años) (es decir, son jóvenes), entonces las estrellas superluminosas que no son SP y que se encuentran en los mismos cúmulos también deben de ser jóvenes. Este tipo de estrellas, que son superluminosas en

⁴ La luminosidad de una fuente de radiación es igual a toda la energía que pasa por unidad de tiempo a través de la superficie cerrada que rodea a la fuente.

En el caso de un cuerpo negro, la energía que emite dicho cuerpo depende de su temperatura. Si la temperatura permanece constante, entonces el flujo de radiación, o emisión de energía por unidad de área y por unidad de tiempo, también permanece constante. Por lo tanto, si consideramos al Sol como un cuerpo negro y suponemos que su flujo de radiación actual es igual al que tenía durante los primeros años de su formación, entonces mientras mayor haya sido su superficie, mayor era su luminosidad.

comparación con las estrellas SP, son llamadas las estrellas T-Tauri. Durante su evolución en la fase T-Tauri, que es el estado que precede al estado SP, las estrellas se despojan o ganan masa en una tasa suficientemente grande como para cambiar su masa en decenas de por ciento. Una estrella que termina en una SP con una masa igual a una masa solar ($M = 1 M_{\odot}$) bien pudo haberse despojado de cerca del 25% de su masa durante su fase T-Tauri, la cual tiene una duración del orden de 10^7 años. La luminosidad de las estrellas T-Tauri es de 2 a 3 veces el valor que tienen cuando se estabilizan como SP [5].

La ignición del Sol probablemente sucedió dentro de los 10^4 - 10^5 años después de la formación de la nebulosa solar. Esto debió ocurrir cuando las condiciones centrales de la nebulosa se tornaron adecuadas para comenzar y mantener las reacciones de fusión de hidrógeno. A partir de ese tiempo, la nebulosa fue disipada rápidamente por precipitación dentro del Sol o por expulsión del Sistema Solar debida a la acción del viento solar de la nueva fase T-Tauri. Las reacciones químicas entre los gases y los sólidos fueron amortiguadas rápidamente. Parece ser que una pequeña parte de la nube de polvo y gas que escapó de caer dentro del Sol ayudó a la formación posterior de los planetas [7], y que el resto de las partículas de polvo que no sufrieron el proceso de acreción fueron arrastradas junto con el gas y se perdieron en el espacio interestelar. Por lo tanto, para que los planetas pudieran formarse, la acreción de granos de minerales en pedazos considerablemente grandes debe haber ocurrido en un tiempo menor a 10^5 años. El tamaño mínimo que estos trozos deben de haber tenido para sobrevivir a la disipación de la nebulosa es de aproximadamente 10 m, lo cual depende también de su distancia al Sol. Se cree que cuerpos entre 10 m y 1000 km, aproximadamente, dominaban el Sistema Solar durante la época de dispersión de la nebulosa [5].

Una de las partes fundamentales de la teoría de la acreción de los planetas a partir de planetesimales es plantear cuándo pueden chocar y unirse dos cuerpos para formar un cuerpo de mayores dimensiones. Si dos rocas de un metro de diámetro chocan a una velocidad relativa de 1000 km/h (0.3 km/s), éstas se rompen en

pedazos y se separan. Obviamente, éste no fue el proceso que se verificó durante la formación de los planetas terrestres. Durante una colisión a velocidades pequeñas, los cuerpos se pueden conglutinar. Si dos planetesimales chocaran a una velocidad que coincide exactamente con su velocidad de escape⁵ y no hubiera pérdida de energía, estos planetesimales tendrían justamente la energía suficiente para rebotar y retomar sus trayectorias independientes. Sin embargo, durante una colisión real, los planetesimales siempre pierden energía debido a que se deforman, e incluso se quiebran, durante la interacción. La pérdida de energía se disipa como calor. De esta forma, los cuerpos no pueden escapar de su mutua interacción gravitacional y sus fragmentos se combinan para formar un solo cuerpo de mayores dimensiones. Los investigadores W. K. Hartmann, T. J. Ahrens y J. D. O'Keefe han mostrado que cuando la velocidad de impacto es dos y, en algunos casos, hasta tres veces la velocidad de escape, los planetesimales se pueden unir [7].

La velocidad de impacto es igual a la velocidad relativa que tienen los cuerpos a gran distancia, más un aumento de velocidad debido a la atracción gravitacional que se ejerce entre ellos. Por ejemplo, si la velocidad de impacto es 2 veces la velocidad de escape, entonces la velocidad relativa de los dos cuerpos a una gran distancia es aproximadamente $\sqrt{3}$ veces la velocidad de escape ($1.7 v_e$). De igual manera, si la velocidad de impacto es 3 veces la velocidad de escape, entonces la velocidad relativa de los cuerpos a una gran distancia es de $2\sqrt{2}$ veces la velocidad de escape ($2.8 v_e$). Por ello, también se tiene que si la velocidad relativa es menor que 2 o 3 veces la velocidad de escape, los cuerpos se unen al chocar. Para un cuerpo en órbita, su velocidad va a depender del tamaño y de la forma de la elipse que describe, por lo que la velocidad relativa entre dos cuerpos aumentará a menos de que sus órbitas sean similares. De lo anterior se puede concluir que los planetesimales que posiblemente sufrieron el

⁵ La velocidad de escape es la mínima velocidad que debe tener un objeto para poder escapar del campo gravitacional de un cuerpo

proceso de acreción fueron aquellos que tuvieron órbitas similares.

V. S. Safronov justificó durante la década de los años sesenta la teoría de acreción de los planetesimales. Según sus argumentos, cuando dos cuerpos pasan muy cerca el uno del otro sin chocar, la atracción gravitacional que se ejerce entre ellos perturba sus órbitas y cambia sus velocidades. Estas velocidades pueden aumentar o disminuir; sin embargo, la magnitud promedio de la velocidad relativa aumentará. Las colisiones entre cuerpos tienen el efecto contrario, ya que tienden a hacer que las órbitas de los planetas sean más circulares y, por lo tanto, más similares. En este caso, la velocidad relativa tiende a decrecer. El resultado es un balance entre los dos casos. Para perturbaciones pequeñas dadas por encuentros cercanos sin colisión, el cambio en la velocidad del cuerpo más pequeño (o proyectil) que encuentra a un cuerpo grande (o blanco) depende del parámetro $\sqrt{M/D}$, en donde M es la masa del blanco y D es la distancia más corta entre los dos cuerpos alcanzada durante la interacción. Para encuentros muy cercanos sin colisión, por ejemplo, para $D = R$, con R el radio del blanco, se tiene que, como M es del orden de R^3 , el cambio en la velocidad del proyectil depende de R. Este aumento en la velocidad del proyectil podría hacer que la velocidad relativa en un impacto posterior fuera mayor que 2-3 veces la velocidad de escape permitida, reduciendo de esta forma la posibilidad de acreción. Sin embargo, el aumento en el tamaño de los cuerpos por el proceso de acreción, produce también un aumento en la velocidad de escape de los mismos.

Para el caso de un cuerpo con densidad uniforme, el aumento de la velocidad de escape es proporcional a r (el radio del cuerpo), por lo que este aumento en la velocidad de escape equilibra al aumento en la velocidad relativa de los cuerpos dada por los encuentros cercanos sin colisión. Los encuentros cercanos sin colisión para distancias mayores que $D = R$ también son importantes para valores de D menores que el radio de la esfera de influencia gravitacional del blanco (r_{e1g}). Esta esfera es el volumen en el que el movimiento del proyectil está dominado por el campo gravitacional del blanco; por fuera de la misma, el

movimiento del proyectil está dominado por el campo gravitacional del Sol. Si se promedian los cambios en la velocidad de todos los encuentros dados para distancias mayores que $D = R$ pero $D < r_{e1g}$ (esta distancia es aproximadamente 75 R), el cambio es casi igual a los cambios provocados por los encuentros a distancias de 1 R. Al aumentar el tamaño del cuerpo aumenta la sección transversal de choque, lo que a su vez aumenta la frecuencia de colisiones; pero al aumentar el tamaño también aumenta el radio del cuerpo, con lo cual aumenta el volumen ocupado por la esfera de influencia gravitacional que a su vez incrementa los valores de las velocidades relativas. Así, las velocidades relativas seguirán estando dentro de un intervalo que permite que los planetesimales se unan [7].

De acuerdo con las leyes de Kepler, al aumentar la velocidad de los planetesimales, la excentricidad de las órbitas también aumenta (la elipse se vuelve más pronunciada), lo que permite a cada uno de los planetesimales alcanzar cuerpos más lejanos. Lo anterior hace que el número de cuerpos potenciales de colisión se mantenga relativamente constante pese a que el número total de planetesimales decrece y el espacio entre los mismos se incrementa con el tiempo.

Hasta este momento parecería que el proceso de acreción de los planetas se llevó a cabo sin ninguna complicación. Sin embargo, la teoría de Safronov que se ha expuesto también presenta algunas dificultades. Una limitación que presenta esta teoría es que si un planetesimal es mucho mayor que otro, el pequeño se unirá al mayor aún cuando la trayectoria inicial del menor no esté en curso de colisión. A esto se le llama *enfoque gravitacional*. En este caso se tiene que la sección transversal del cuerpo mayor aumenta más allá de su dependencia geométrica normal, la cual es proporcional a r^2 . La sección transversal del cuerpo con enfoque gravitacional puede tener una dependencia de r que sea proporcional a su cuarta potencia (r^4). Si el enfoque gravitacional es muy efectivo, los cuerpos grandes capturan a casi todos los pequeños y no permiten la formación de cuerpos intermedios. Estos cuerpos grandes se moverán en trayectorias casi circulares, ya que casi no sufren perturbaciones; incluso, las

mismas colisiones de los cuerpos pequeños tienden a hacer más circulares sus trayectorias. Las simulaciones hechas con computadora han mostrado que este comportamiento daría un Sistema Solar con unos cuantos miles de pequeños planetas de unos 1000 km de diámetro que ya no interaccionarían entre ellos. Esto sólo se podría evitar si se dieran perturbaciones grandes que llevaran las órbitas de los cuerpos mayores hacia nuevas interacciones. Posiblemente éste fue el caso que se dió en el Sistema Solar, para lo cual se requeriría de una excentricidad mayor en las órbitas iniciales de los planetesimales. Nuevas simulaciones por computadora han mostrado que si los cuerpos mayores sufrieran dichas perturbaciones que les permitieran tener nuevas interacciones, entonces se tendría un Sistema Solar con mucho menos planetas.

Otra limitación de la teoría expuesta es que considera que los cuerpos se mueven en línea recta. Una teoría heliocéntrica, en donde las trayectorias son elípticas, tendría que considerar un mayor número de perturbaciones. La teoría tampoco toma en cuenta que los planetesimales se encontraban en presencia de gases, lo cual definitivamente tuvo que haber afectado la formación de los planetas. La existencia de gases da como resultado un medio resistente, que a su vez provoca una fuerza de arrastre sobre los planetesimales. Los principales afectados son los planetesimales de pequeñas dimensiones, ya que los más grandes presentan mayor inercia. El arrastre que se ejerció sobre los planetesimales menores debe de haber provocado que estos tuvieran trayectorias más circulares (una órbita circular es la que presenta la menor resistencia al gas) que se precipitaban en forma espiral hacia el Sol. Si la masa de los planetesimales aumentó durante este trayecto, la fuerza de arrastre disminuyó y el acercamiento hacia el Sol se detuvo. Todos estos factores complican la comprensión total del proceso de formación de los planetas a partir de la acreción de planetesimales [7].

Con respecto al tiempo de la acreción de cuerpos de tamaño sublunar, Safronov ha estimado un valor típico de acreción para estos cuerpos de hasta 10^8 años dentro del Sistema Solar [8]. Este tiempo coincide con el tiempo de acreción calculado por L. P. Cox

y J. S. Lewis en un trabajo más sofisticado realizado en el año de 1980. Por su parte, S. J. Weidenschilling calculó un tiempo de acreción para los planetas internos que varía entre 10^7 y 10^9 años. Con la ayuda de simulaciones hechas por computadora, G.W. Wetherill ha calculado un tiempo de acreción del planeta Tierra de 10^8 años [7].

Durante la acreción debió haber existido una mezcla radial de componentes que determinó la diferencia en la composición de los cuerpos una vez que los gases nebulares se hubieron disipado. Por lo tanto, cada planeta que acreció debe haber sido heterogéneo durante su origen, aunque no muy heterogéneo en su composición. Por su parte, los componentes de altas y bajas temperaturas debieron estar bien mezclados a través de todo el planeta, como es el caso de muchos meteoritos.

Gran parte del entendimiento de los procesos de condensación y de acreción se basa en la consideración de la composición de los meteoritos, muchos de los cuales datan de los primeros días del Sistema Solar. Casi todos los meteoritos contienen granos minerales fragmentados que varían desde un polvo muy fino, de dimensiones poco más pequeñas que los micrones, hasta partículas de tamaño milimétrico, incluyendo glóbulos de aire esferoidales de vidrio, que pueden estar parcialmente desvitrificados y cristalizados en los minerales meteóricos comunes. Estos objetos esferoidales son llamados *condrulos* y los meteoritos que los contienen se llaman *condritos*. Los minerales que predominan en los condritos son: olivino, $(Mg, Fe)SiO_4$; piroxenos $(Mg, Fe, Ca)SiO_3$; troilito, FeS ; metales (Fe, Ni) y plagioclase $(NaAlSi_3O_8 - CaAl_2Si_2O_8)$. La mayor parte de la composición de los meteoritos refleja de cerca la composición observada del Sol. Los condritos son una mezcla, a baja temperatura, de materiales de diferentes historias termoquímicas. La mayoría de las estructuras de estos meteoritos no muestra evidencias de alteración durante el tiempo que han existido. Al fechar los meteoritos por decaimiento radiactivo del ^{232}Th , ^{235}U y ^{238}U debido a emisiones α y β^- , y por decaimiento del ^{40}K a ^{40}Ar y ^{40}Ca debido a las emisiones β^+ y β^- , muchos de los condritos dan edades cercanas a los 4.5×10^9 años. En especial, el análisis del decaimiento radiactivo que se ha

llevado a cabo en el condrito Allende CV ha dado la fecha meteorítica más antigua de alta precisión que se ha registrado. Este condrito posee un alto contenido de material refractario rico en Ca, Ti y Al como el que se creó que se condensó inicialmente en la nebulosa solar. De acuerdo con el análisis de este meteorito, el Sistema Solar data de hace 4.559 ± 0.004 miles de millones de años [9]. Este dato marca el tiempo cuando los sólidos meteoríticos se separaron de los gases de la nebulosa solar, razón por la cual a los condritos se les llama los *meteoritos primitivos*. Las otras clases de meteoritos que se conocen han experimentado un excesivo calentamiento, por lo que se presenta en ellos diferenciación magmática y fundición (tienen un carácter ígneo), lo cual dificulta el cálculo de su edad.

Las distintas clases de condritos que existen se toman como representativas del material acrecido bajo diversas condiciones de temperatura y presión, o, simplemente, como el reflejo de las condiciones que se tenían a distintas distancias heliocéntricas de la nebulosa.

Algunos autores consideran que toda la nebulosa sufrió un enfriamiento desde temperaturas muy grandes hasta temperaturas muy pequeñas, por lo que la composición de los granos sólidos en la nebulosa, a cualquier distancia heliocéntrica dada, cambiaba constantemente con el tiempo. Según la teoría anterior, en la nebulosa se tendría una abundancia de materiales más oxidados y ricos en volátiles. Estos materiales se habrían condensado en cuerpos de mayores dimensiones durante la etapa de enfriamiento. Desde este punto de vista, los materiales más refractarios (resistentes a los agentes químicos y físicos) serían los materiales más primitivos, si se considera el tiempo de existencia de dichos materiales, pero los condensados compuestos de carbono y ricos en volátiles serían más primitivos, si se considera que reflejan de manera más precisa la composición del Sol.

En un principio se creyó que los condritos carbonosos (ricos en carbono) eran los progenitores de todas las demás clases de meteoritos, pero los análisis isotópicos de los meteoritos han demostrado que esto no es posible con cualquier combinación simple de los procesos conocidos [5].

De todo lo anterior se puede deducir que para poder entender el origen de las atmósferas de los planetas es importante conocer la cantidad y la composición de los volátiles de cada una de las clases de meteoritos que se conocen. De todas estas clases, la de los condritos carbonosos es la más rica en volátiles.

La clasificación que se ha hecho de los meteoritos de acuerdo a su composición está muy bien definida, y, por lo tanto, no es continua. La única explicación que se ha encontrado para esto es que cada clase de meteoritos representa, a lo más, a uno o dos cuerpos progenitores.

Se podría pensar que el cinturón de asteroides que se tiene entre Marte y Jupiter es la fuente de todos los meteoritos condritos que han llegado a la Tierra. Sin embargo, estudios astronómicos han permitido determinar que este cinturón está formado principalmente por material condritico carbonoso, mientras que el material condritico ordinario bien podría no existir en dicho cinturón. Los únicos asteroides que son compatibles con la composición de los condritos ordinarios son los asteroides que tienen órbitas que cruzan a la de la Tierra.

La acreción de los planetas terrestres, a partir de sólidos primitivos que se encontraban en la nebulosa, muy bien pudo llevarse a cabo en regiones distantes del Sistema Solar en un grado pequeño pero importante. Los océanos terrestres aportan un - 0.03 % de la masa total de la Tierra, mientras que los condritos carbonosos contienen hasta un 10% de su peso en agua. Por lo tanto, solo el 0.3% por peso de material típico de asteroides incorporado a la Tierra primitiva sería necesario para proveer al planeta de toda el agua necesaria para formar sus océanos. De lo anterior se deduce que es muy importante conocer que tan ancha fue la región de la nebulosa y que tan amplio fue el intervalo de las temperaturas de formación a los cuales estuvo sujeto el planeta durante su formación [5].

Muchos modelos se han desarrollado para tratar de comprender de qué tipo de materiales se formaron los planetas. Algunos modelos sólo contemplan los materiales que posiblemente se condensaron a la distancia heliocéntrica exacta a la que el planeta se condensó y acreció, sin tomar en cuenta el movimiento

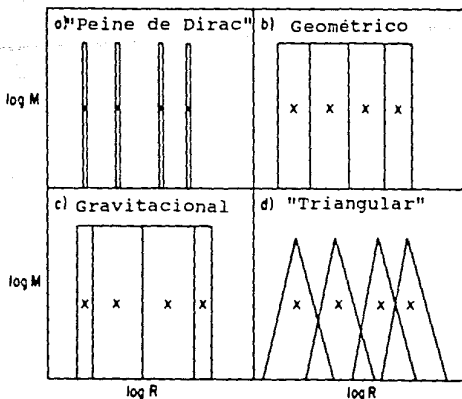


Figura 2.3. Modelos de la eficiencia de muestreo del material que se utiliza para la acreción de los planetas como una función de la distancia heliocéntrica. 1) el modelo más simple y menos realista considera que el material de un planeta se originó exclusivamente en un punto con una presión y una temperatura determinadas, y a una sola distancia heliocéntrica; 2) en otro modelo el planeta toma los planetesimales más cercanos a él; 3) en este modelo se toman en cuenta las diferencias gravitacionales del planeta para la captura de los planetesimales; 4) el modelo permite además una distribución radial de materiales. Figura tomada de la referencia [5].

radial de los sólidos. En cambio, otros modelos permiten que cada planeta acrezca de todo el material sólido que se encuentra más cercano a él que a cualquier otro planeta. Otros más son muy similares al modelo anterior, pero dividen las zonas abastecedoras en los puntos en los que la influencia gravitacional es igual. En algunos modelos se permite la difusión radial de los materiales, con lo cual pequeñas cantidades de material se pueden recolectar de partes muy distantes del Sistema Solar. La figura 2.3 ilustra

cada uno de estos modelos. En la realidad, la situación es más complicada que cualquiera de las que simula cada uno de estos modelos. Simplemente, la selección que el planeta hace de los materiales que va a utilizar para su acreción varía con la evolución de la distribución de masa del planeta y de las órbitas de los cuerpos sólidos.

LA FORMACION DE PLANETAS A PARTIR DE PROTOPLANETAS

El origen y la evolución de las atmósferas sólo tiene solución simple para el caso de Júpiter y Saturno. En este caso, se cree que las atmósferas se formaron conjuntamente con los planetas, y, en lo sucesivo, la composición de las mismas casi no varió. Sin embargo, en el caso de los planetas terrestres⁶, la evolución atmosférica no está muy clara.

Es posible que la parte externa de la nebulosa solar haya estado sujeta a poderosas inestabilidades que dieron origen, directa o indirectamente, a los gigantes protoplanetas⁷ gaseosos. Dentro de un protoplaneta gaseoso, con una composición elemental solar que fuera gravitacionalmente inestable, se habría propiciado la formación de cuerpos condensados que se irían juntando en el centro de masas del protoplaneta. Estos cuerpos nebulares seguirían atrapando gravitacionalmente porciones de gas nebulares para después formar, al enfriarse, el núcleo, el manto y la corteza del planeta por deposición secuencial de materiales. Esta deposición se llevaría a cabo bajo una atmósfera masiva y rica en hidrógeno que se dispersaría posteriormente.

El proceso anterior constituye la base de la teoría de la

⁶ Se les llama planetas terrestres a Mercurio, Venus, la Tierra y Marte; una explicación más amplia de las diferencias de estos planetas con respecto a los demás planetas se dará al final del capítulo.

⁷ *Protoplaneta*: es una sustancia material gaseosa que se mueve de manera circular dentro de un área relativamente limitada y que a su vez gira, dentro de la gigantesca nube de gas y polvo, alrededor del Sol. Se cree que que dicha sustancia dió origen, primero, a un protoplaneta sólido, y, después, a un planeta.

formación de los planetas a partir de protoplanetas gaseosos. Según el criterio de J. Jeans dado en 1928, para que una parcela esférica de gas pueda colapsarse, su energía potencial gravitacional debe ser mayor que su energía térmica interna

$$\frac{GM}{r} > kT \quad (2.1)$$

donde G es la constante de gravitación universal, M es la masa de un gas contenido dentro de un radio r medido en un punto dentro de la nube de gas, k es la constante de Boltzmann y T es la temperatura absoluta. Si la condición se satisface, entonces el colapso de la masa de gas se da dentro del radio r. Como $M = (4/3)\pi\rho r^3$, con ρ la densidad media del gas dentro de r, entonces

$$T \leq \frac{4}{3} \frac{\pi \rho}{k} Gr^2 \quad (2.2)$$

El inconveniente de esta relación es que no se puede aplicar a una nube de gas en rotación, ya que no considera la energía de rotación (energía que frenaría el colapso por conservación de momento angular), además de que en este caso la distribución de densidad no es uniforme. Si no se toma en cuenta esta limitación, se obtiene que, una vez que se hubieron formado las esferas de gas, la temperatura central de las mismas debe haber aumentado rápidamente y la presencia de material condensado habría sido imposible. Sin embargo, el enfriamiento radiativo que se debe de haber dado en las superficies externas debe haber permitido la condensación de materiales en las capas esféricas en las que la temperatura era lo suficientemente baja como para permitir la saturación. Debido al enorme gradiente de temperatura que se debe haber tenido en esa fase, las esferas de gas pudieron haber sido convectivas, permitiendo que cada parcela de gas se expandiera como un sistema cerrado en el que el trabajo hecho durante la expansión ($W = \int PdV$) se equilibrara exactamente con la pérdida de

energía interna. En este caso se tiene un proceso adiabático⁸ [5].

El investigador A. Eucken estudió la química de condensación de un gas como el que se cree que se tenía durante esas épocas de la formación de protoplanetas gaseosos [10]. Él cree que conforme la esfera de gas se fue enfriando, los materiales minerales se fueron condensando secuencialmente (ver tabla I). Probablemente se tuvieron condensaciones iniciales que dieron origen a aleaciones de hierro y níquel, las cuales pudieron ser seguidas por la condensación de silicatos de magnesio. En el campo gravitacional de la esfera de gas, los materiales recién condensados pudieron seguir dos caminos: se vaporizaron nuevamente o formaron el núcleo en el centro de masa de la bola de gas por acreción. Una de las limitaciones del análisis de Eucken es que no tomó en cuenta que las ecuaciones de estado de los gases que utilizó son de dudosa precisión para presiones muy altas ($P > 10$ kbar). Si este detalle se considera, probablemente no se daría la formación de un núcleo rocoso en los planetas.

La consecuencia más importante del modelo de Eucken es que todos los planetas deben de tener una componente importante de volátiles como los que se tienen en el Sol. Alrededor del año 1941, W. Kuhn y A. Rittmann pensaban que el núcleo de la Tierra podía estar formado por hidrógeno sólido; sin embargo, la ecuación de estado del hidrógeno aplicada a altas presiones predice que el núcleo de la Tierra tendría una densidad entre 15 y 20 veces más alta que la que podría dar el hidrógeno en esas condiciones [5].

Cameron corrigió posteriormente la teoría de inestabilidades gaseosas mediante la introducción de un disco dinámico de acreción. Según su teoría, inicialmente se tuvo un periodo de precipitación estable de material de la nube al disco de acreción. Después de un cese abrupto en la precipitación de material, el disco comenzó a perder masa de su parte externa. Esta pérdida de masa provocó inestabilidades simétricas respecto al eje que provocaron la formación de estructuras anulares. Estos anillos se colapsarían de tal forma que uno o más de los protoplanetas

⁸ *Un proceso adiabático es aquél en el que no hay intercambio de calor con los alrededores.*

gaseosos se formaría en la posición que anteriormente ocupara el anillo. Al igual que en el modelo de Eucken, se piensa que las presiones y temperaturas eran muy altas. Uno de los aspectos más importantes dado por este modelo es que los perfiles de temperatura y presión de los discos son casi perfectamente adiabáticos a través de toda la región de formación de los planetas. Los resultados obtenidos por el modelo de Cameron de las historias evolutivas de la densidad de gases en los puntos de formación de cada uno de los planetas se muestra en la figura 2.4 [5].

Una de las limitaciones de la teoría de Cameron es que la presión y temperatura centrales hubieran sido extremadamente altas, lo que daría una composición de los planetas muy distinta de la que se conoce en la actualidad. Otra limitación es que si se llegara a formar un protoplaneta gigante terrestre, éste se colapsaría rápidamente hasta un punto en que ningún mecanismo podría disipar los gases ligeros; nuevamente, los planetas formados serían esencialmente muy distintos a los que conocemos actualmente.

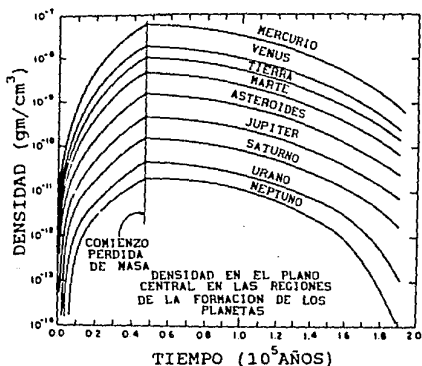


Figura 2.4. Variaciones temporales de la densidad en las regiones de formación de los planetas. La acreción se terminaría en un periodo de 0.47×10^5 años. Figura tomada de la referencia [5].

FORMACION DE LAS ATMOSFERAS DE LOS PLANETAS

Es estudio de las atmósferas primitivas de los planetas se realiza de dos maneras

- 1) mediante el cálculo de la captura gravitacional de los gases de la nebulosa solar por los planetas;
- 2) mediante la observación de la composición de los meteoritos.

Para explicar la evolución de las atmósferas existen varios modelos, los cuales se basan en los siguientes procesos:

- *La degasificación paulatina: en este proceso el desprendimiento de los gases del interior del planeta ocurre como consecuencia de los procesos volcánicos; su duración es aproximadamente uniforme a lo largo del periodo de vida del planeta.
- *La degasificación catastrófica: en este proceso el desprendimiento de los gases se da en el periodo de la acreción inicial o al poco tiempo después de ésta.
- *La captura de gases: este proceso consiste en la captura directa de la nebulosa protoplanetaria.

Es probable que los tres procesos hayan desempeñado un papel importante en la formación de las atmósferas, habiendo sido distinta la distribución de los papeles para los diferentes gases y planetas. Por ejemplo, en el caso de Venus se cree que los gases inertes no radiógenos fueron capturados en su mayor parte directamente de la nebulosa protoplanetaria, mientras que los gases químicamente activos (H_2O , CO_2 , N_2) llegaron al planeta en la composición de las partículas sólidas (absorbidas). En cambio, se piensa que en la Tierra la captura directa de los gases de la nebulosa protoplanetaria fue menos eficaz. Para el caso de Marte esta captura fue todavía menor [3].

Independientemente de cual fue el proceso -o los procesos- de evolución atmosférica que se llevó a cabo en los planetas (degasificación paulatina, degasificación catastrófica o captura de gases), cada uno de estos procesos implica, intrínsecamente, la

captura de volátiles por cuerpos. Las teorías que se han propuesto para la captura de atmósferas por los cuerpos recién formados son:

- 1) la captura isotérmica;
- 2) la captura adiabática;
- 3) la captura radiativa-convectiva.

A continuación se explica brevemente en que consiste cada una de ellas.

Captura Isotermica

Para entender la situación de captura isotérmica se calculará la magnitud del incremento de la presión local del gas producido por un cuerpo que gravita en un medio uniforme isotérmico (i.e., a temperatura constante). Para este caso, se despreciará la influencia que pudo haber ejercido el Sol sobre la envoltura gaseosa. Además, se supone una simetría esférica, una nebulosa adiabática y una atmósfera capturada que permanece isotérmica a la temperatura local nebular (esto es, se desprecia el calor generado por la liberación de energía potencial gravitacional por el gas atrapado). Con estas suposiciones, la única aceleración que experimenta un elemento de masa de gas es aquélla debida a la atracción gravitacional del planeta sólido

$$g(r) = \frac{GM}{r^2} \quad (2.3)$$

donde M es la masa del planeta y r es la distancia medida desde el centro del planeta.

Si se presupone que la envoltura gaseosa se encuentra en equilibrio hidrostático, de la ecuación (1.1) se tiene que

$$dP = \rho g(r) dr \quad (2.4)$$

donde ρ es la densidad local del gas y P es la presión del gas.

Si se considera que el gas se comporta como un gas ideal, utilizando la ecuación (1.3b), se tiene que

$$p V = k T$$

Como $k = n R$, entonces también se puede representar la igualdad anterior por

$$P\nu = RT \quad (2.5)$$

donde ν es el volumen molar del gas. La densidad de gas está dada por la masa molecular media, M , dividido por el volumen molar, ν

$$\rho = \frac{M}{\nu} = \frac{PM}{RT} \quad (2.6)$$

donde T es la temperatura atmosférica (constante). M puede ser función de la temperatura y la presión, debido a los procesos químicos que se tengan en el gas (tales como la disociación de la molécula de hidrógeno), pero es esencialmente constante para temperaturas por debajo de los ~ 1500 K. Si se sustituyen los valores dados en las ecuaciones (2.3) y (2.6) en la ecuación (2.4) se tiene

$$dP = \frac{GMMP}{r^2 RT} dr \quad (2.7)$$

entonces

$$\int_{P_r}^{P_\infty} \frac{dP}{P} = - \frac{GMM}{RT} \int_r^\infty \frac{dr}{r^2} \quad (2.8)$$

donde P_∞ es la presión nebular de fondo, esto es, la presión que se tiene en el infinito. Al integrar la ecuación anterior para la presión superficial P_s se obtiene la siguiente relación

$$P_s = P_\infty \exp \left(\frac{GMM}{RT r} \right) \quad (2.9)$$

Esta última ecuación es válida únicamente para M constante, de otra forma la ecuación (2.7) se tiene que integrar numéricamente.

Los resultados obtenidos se ilustran en la Figura 2.5. La teoría de la captura isotérmica no es realista. Según los resultados obtenidos mediante esta teoría, en la Tierra y en Venus se habrían capturado tal cantidad de gas que la masa de dicho gas sería un contribuyente mayor a la masa total del planeta; en el caso particular de la Tierra, este planeta habría capturado tal cantidad de gas como para convertirse en un planeta similar a Júpiter.

Las limitaciones que se presentan en el modelo se deben principalmente a lo siguiente:

- a) No se incluye desde un principio la masa atmosférica de

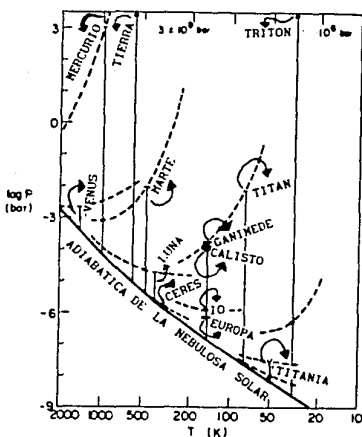


Figura 2.5. Captura gravitacional isotérmica de gas de la nebulosa solar. El proceso de captura libera grandes cantidades de energía, por lo que el modelo isotérmico no es realista. Las líneas punteadas ilustran las presiones superficiales calculadas para cada cuerpo, considerando que P_{∞} y T se encuentran a lo largo de una adiabática. Figura tomada de la referencia [5].

los planetas en la ecuación (2.3), lo que da una subestimación significativa de la temperatura y de la presión superficiales;

- b) Se utiliza la ecuación de gas ideal, la cual no es válida para densidades de gas extremadamente altas;
- c) No se considera el calentamiento del gas capturado por la liberación de la energía potencial gravitacional [5].

Captura Adiabática

Se examinará ahora las condiciones superficiales de los cuerpos que capturaron atmósferas en condiciones adiabáticas. Se juntará la adiabática de cada atmósfera con la adiabática de la nebulosa solar, ya que el calentamiento debido a la acreción debe mantener la adiabática en la protoatmósfera planetaria tan alta como sea posible. Debido a lo anterior, se tendrá una mezcla rápida de los gases nebulares debido a la turbulencia.

Para calcular la temperatura y presión superficial para el caso adiabático, se considerará, al igual que en el caso anterior, un comportamiento de gas ideal y un equilibrio hidrostático. En este modelo se supone que el proceso de expansión se lleva a cabo bajo condiciones de entropía constante. Si se toman en cuenta las consideraciones anteriores y se utiliza la primera ley de la termodinámica, se tiene que el trabajo hecho por una parcela de gas que se expande, (Pdv) , es igual al decremento de su energía térmica interna

$$P dv = - C_v dT \quad (2.10)$$

en donde C_v es la capacidad calorífica a volumen constante. Si se utiliza la ecuación (2.5) en su forma diferencial

$$P dv + v dP = R dT \quad (2.11)$$

y la siguiente relación

$$C_v + R = C_p \quad (2.12)$$

donde C_p es la capacidad calorífica a presión constante, se tiene que

$$dP = - \frac{\rho G M}{r^2} dr = \frac{C_p}{\nu} dT \quad (2.13)$$

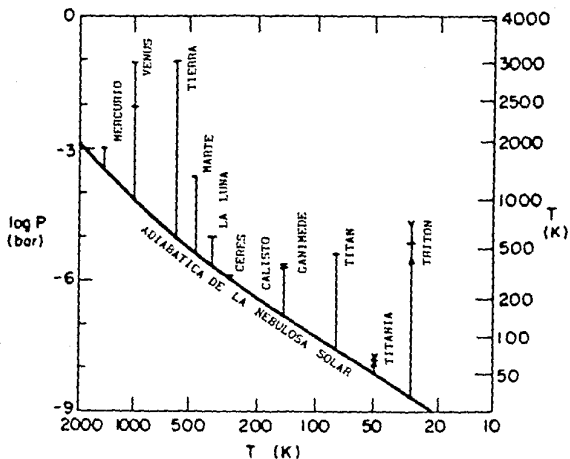


Figura 2.6. Captura adiabática de gases de la nebulosa Solar. La temperatura de los cuerpos se lee en la escala del lado derecho, y las presiones superficiales en la escala del lado izquierdo. El modelo supone una opacidad perfecta de la nebulosa, dando valores un poco altos para las temperaturas superficiales. Por el contrario, los valores de la presión superficial están subestimados. Figura tomada de la referencia [5].

o también

$$- \frac{MG_M}{r^2} dr = C_p dT \quad (2.14)$$

. Si se integra la ecuación anterior se obtiene

$$T_r = T_\infty - \frac{MG_M}{C_p} \int_r^\infty \frac{dr}{r^2} \quad (2.15)$$

la cual en la superficie del planeta da el siguiente valor

$$T_s = T_\infty + \frac{\mu GM}{C_p r_s} \quad (2.16)$$

Al último término de la expresión anterior se le representa como ΔT_{ad} , y es el aumento adiabático de temperatura producido por una compresión reversible de una parcela de gas nebular desde la presión nebular, P_∞ , hasta la presión superficial, P_s .

Los resultados obtenidos mediante la teoría de captura adiabática se muestran en la figura 2.6. Según este modelo, la cantidad de gases capturados sería insignificante. Por ejemplo, la Tierra tendría mucho menos agua, carbón, nitrógeno, etc., de los que tiene en realidad, mientras que, simultáneamente, tendría mucho más neón (la cantidad de neón en la Tierra es ~ 40 veces menor que la cantidad dada por el modelo) [5].

Captura Radiativa-Convectiva

La teoría de la captura radiativa-convectiva es una mezcla de las dos teorías anteriores. Aunque aporta resultados más realistas, el modelo no alcanza a explicar totalmente el proceso de captura de gases para la formación de las atmósferas primitivas de los planetas terrestres.

El hecho de que la captura de gases haya sido casi isotérmica o casi adiabática depende directamente de la opacidad del gas a la radiación térmica. Si los granos de polvo pueden irradiar libremente calor a lo largo de grandes distancias en comparación

con el tamaño de la atmósfera capturada, entonces el calor de compresión del gas capturado será rápidamente compensado por el enfriamiento radiativo de los granos. A bajas presiones, la opacidad de la atmósfera se debe a los granos metálicos y al vapor de agua. A presiones mayores, por arriba de 0.1 - 1 bar, la opacidad debida al hidrógeno molecular se vuelve importante. Por lo tanto, un escenario más plausible para la captura de gases resultaría de permitir que la compresión del gas se llevara a cabo de manera casi isotérmica hasta que se alcanzaran presiones de 0.1 - 1 bar, después realizar la compresión de manera adiabática y considerar más de cerca el efecto de la opacidad debida a la absorción del H_2 .

El H_2 absorbe radiación térmica infrarroja. La intensidad de esta absorción depende de la densidad de número de moléculas de hidrógeno (a mayor densidad, mayor número de colisiones), y, por lo tanto, es directamente proporcional al cuadrado de la presión, P^2 . Esta gran opacidad permite al gas mantener un perfil adiabático hasta densidades cercanas a 0.1 amagat⁹ o mayores [5].

Aunque el entendimiento que se tiene de la captura de gases por los cuerpos que conformaron los planetas no es muy claro, se cree que los gases que se encontraban capturados por la sustancia sólida fueron liberados durante el proceso de degasificación de su interior. Este proceso se llevó a cabo de manera diferente dependiendo de las condiciones existentes en cada uno de los planetas. En la Tierra, el agua se condensó y formó la hidrosfera. Ésta, a su vez, disolvió el bióxido de carbono, que al reaccionar con los silicatos, formó los carbonatos. De esta forma, casi todo el bióxido de carbono terrestre se encuentra combinado, formando las rocas sedimentarias ricas en carbonatos. En Venus el agua no se condensó, no se formó hidrosfera y, por lo tanto, el CO_2 permaneció enteramente en la atmósfera.

⁹ La densidad de un gas a la presión y temperatura estándar se define como un amagat y es equivalente a 2.68×10^{19} moléculas por cm^3 .

CARACTERISTICAS FISICAS DE LOS PLANETAS

Independientemente de como se formaron los planetas y sus atmósferas, actualmente, alrededor del Sol se mueven infinidad de cuerpos de características muy diversas. Aparte de los planetas, el Sistema Solar se compone de los satélites de éstos, de los asteroides (que se pueden considerar como pequeños planetas), de los cometas y de las partículas de sustancia interplanetaria pulverulenta.

Algunos de los planetas, como son Mercurio, Venus, Marte, Júpiter y Saturno, se conocían desde tiempos remotos; sin embargo, Urano apenas fue descubierto en el año de 1781, Neptuno lo fue en 1846 y Plutón se conoció hasta el año de 1930, cuando el astrónomo norteamericano C. Tombaugh lo clasificó como un objeto móvil en forma de estrella de 15^a magnitud.

Según las características físicas de los planetas, éstos se dividen en dos grandes grupos:

- a) los planetas tipo Tierra o terrestres: Mercurio, Venus, Tierra y Marte.
- b) los planetas gigantes o jovianos: Júpiter, Saturno, Urano y Neptuno.

Las características físicas de Plutón son poco conocidas; en cuanto a estructura se parece más a los satélites de los planetas jovianos.

En las tablas II, III y IV, y en las figuras 2.7 y 2.8 se muestran algunas de las características físicas en las que residen las diferencias entre los planetas terrestres y los planetas jovianos. Los planetas jovianos son de dimensiones considerablemente mayores, de densidad menor y giran alrededor de sí mismos con mayor rapidez que los planetas terrestres. Cerca del 98 % de la masa total de los planetas del Sistema Solar está contenida en los planetas jovianos. La masa de los planetas terrestres es tan solo el 0.0005 por ciento de la masa del Sol [7]. Otra de las diferencias es que el flujo térmico del interior de Júpiter y Saturno, debido a su magnitud, es aproximadamente igual al flujo de calor que cada planeta recibe del Sol. En el caso de la Tierra, el flujo de calor proveniente de su interior es extraordinariamente más pequeño que el flujo solar incidente sobre su superficie. Este parece ser el caso para todos los planetas

TABLA II

Planeta	Semieje mayor de la órbita		Periodo sidéreo de rotación en días	Excentricidad de la órbita
	u.a.	10 ⁶ km		
Mercurio	0.387099	52.91	87.969	0.206625
Venus	0.723332	108.21	224.700	0.006793
Tierra	1.000000	149.60	365.256	0.016729
Marte	1.52369	227.94	689.980	0.093357
Júpiter	5.2028	778.34	4332.587	0.048417
Saturno	9.539	1427.2	10759.21	0.055720
Urano	19.18	2869.3	30685	0.0471
Neptuno	30.06	4498.5	60188	0.0087
Plutón	39.5	5900	90700	0.249

TABLA III

Planeta	Inclinación respecto a la eclíptica	Radio Ecuatorial		Masa		Densidad
		km	radios de la Tierra	10 ²⁷ g	masas de la Tierra	
Mercurio	7° 0'13'' .8	2439	0.382	0.330	0.055	5.5
Venus	3° 23'39'' .3	6051	0.950	4.87	0.816	5.2
Tierra		6378	1.000	5.98	1.000	5.5
Marte	1° 51'00'' .0	3394	0.531	0.64	0.107	3.9
Júpiter	1° 18'21'' .2	71400	11.2	1900	318	1.3
Saturno	2° 29'26'' .1	60240	9.5	568	95.1	0.7
Urano	0° 46'22'' .0	24300	3.9	87	14.6	1.6
Neptuno	1° 46'28'' .1	25050	4.0	103	17.2	1.7
Plutón	17° 08'24''	1500	0.45	0.012	0.002	-

* Datos inseguros

TABLA IV

Planeta	Aceleración gravitacional en el ecuador cm/s ²	Velocidad de escape km/s	Inclinación del ecuador respecto al plano de la órbita	Albedo esférico visual
Mercurio	372	4.3	7°	0.06
Venus	887	10.4	2° .6	0.75
Tierra	981	11.2	23° 26'	0.36
Marte	376	5.0	24° 56'	0.16
Júpiter	2500	61	3° 07'	0.73
Saturno	1100	36	26° 45'	0.76
Urano	950	22	82°	0.93
Neptuno	1150	24	29°	0.84
Plutón	-	-	-	>0.14

- no se tienen datos

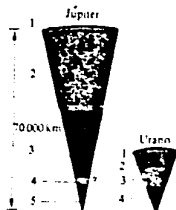


Figura 2.8. Estructura interna de los planetas gigantes o jovianos. Júpiter: 1, gas H_2/He ; 2, hidrógeno molecular gaseoso-líquido; 3 hidrógeno líquido; 4 helio en estado supercrítico; 5 núcleo sólido. Urano: 1, gas H_2/He ; 2 hidrógeno gaseoso-líquido; 3, hielo; 4, núcleo sólido rocoso. Saturno, por su estructura, se parece a Júpiter, y Neptuno se parece a Urano. Figura tomada de la referencia [3].

del 99.99% de su masa. Estas envolturas se encuentran en equilibrio hidrostático a pesar de su estado fásico. Se distinguen tres tipos de envolturas: la corteza, que es la última capa exterior y fina; el manto, que es una envoltura sólida y gruesa; y el núcleo, que es la parte más densa en las entrañas planetarias (en el centro de la Tierra tiene un valor de 12.5 g/cm^3). En el caso de la Tierra, el núcleo se divide en exterior (líquido) e interior (sólido). Es posible que Mercurio y Venus tengan un núcleo líquido, mientras que para Marte se tienen dudas de la composición del mismo.

De los planetas terrestres, tres cuentan con densas atmósferas gaseosas: Venus, la Tierra y Marte; mientras que Mercurio prácticamente está privado de atmósfera.

En el capítulo siguiente se analizará la composición que se cree que existía en los planetas terrestres primitivos.

CAPITULO 3

En el presente capítulo se analizará la composición atmosférica que se cree que tuvieron los planetas terrestres durante los primeros cientos de millones de años de su existencia.

LAS ATMOSFERAS TERRESTRES PRIMITIVAS

INTRODUCCION

Mucho se ha especulado acerca de la posible composición de las atmósferas primitivas de los planetas terrestres. Se cree que Marte, la Tierra y Venus fueron formados de la misma manera, aproximadamente al mismo tiempo y en la misma región de la nebulosa solar. Sin embargo, hoy en día sus atmósferas son totalmente distintas. Marte es un planeta frío con interesantes vestigios de lo que fueron, en alguna época, sistemas de ríos. Su atmósfera es mucho menos masiva que la atmósfera de la Tierra; cuenta con una presión superficial de tan sólo 6 milibares. El bióxido de carbono forma el 95% de la masa total de la atmósfera de Marte, el resto lo forman pequeñas cantidades de nitrógeno, argón y oxígeno. Por otro lado, Venus es un planeta caliente y seco. Su presión superficial es 92 veces mayor que la presión que se tiene en la Tierra y, como en el caso de Marte, su atmósfera está constituida primordialmente por bióxido de carbono. La Tierra es el único de los tres planetas terrestres que tiene oxígeno libre como uno de sus mayores componentes atmosféricos. Esto se puede deber, principalmente, a que es el único planeta en el que se ha desarrollado la vida. Por otro lado, debido a la gran cantidad de agua líquida con la cual cuenta, el bióxido de carbono es tan solo un componente menor de su atmósfera. Lo anterior se debe principalmente al ciclo del bióxido de carbono, el cual explicaremos posteriormente; por el momento basta con saber que si el planeta tiene más agua entonces tendrá una mayor cantidad de lluvias, lo que a su vez removería una mayor cantidad de bióxido de carbono de la atmósfera para depositarlo en el suelo en forma

de carbonatos, bajando así la proporción atmosférica de este elemento [11].

EL MODELO DE DURHAM Y CHAMBERLAIN

Los investigadores Richard Durham y Joseph W. Chamberlain calcularon cuales serían las presiones parciales de CO_2 en las atmósferas terrestres primitivas hace 4 mil millones de años para mostrar que éstas eran similares y que las diferencias actuales se deben a la diferente evolución que tuvieron dependiendo de las distancias al Sol y de las masas de cada uno de los planetas. Al considerar que la temperatura global media de un planeta es la medida básica más importante del clima de éste, Durham y Chamberlain propusieron un modelo convectivo-radiativo unidimensional para calcular las temperaturas medias globales de los planetas terrestres primitivos con base en distintas presiones parciales de bióxido de carbono. De esta forma, ellos podían checar qué presiones parciales de CO_2 serían necesarias para mantener las condiciones climatológicas que se cree que existieron alguna vez en cada uno de los planetas.

La temperatura global media de un planeta depende del equilibrio existente entre la radiación solar absorbida y la energía infrarroja emitida por la superficie del planeta. Este equilibrio está controlado a su vez por:

- 1) el flujo solar en la parte alta de la atmósfera;
- 2) el albedo del planeta;
- 3) la composición atmosférica.

El equilibrio se representa por medio de la ecuación de balance térmico. Para el caso de un planeta con radio R que rota alrededor del Sol con una temperatura uniforme sobre la esfera de su superficie, la temperatura media de emisión planetaria o temperatura efectiva, T_e^1 , se relaciona con el flujo solar mediante la siguiente ecuación

¹ La temperatura efectiva, T , es la temperatura de un cuerpo negro que irradia, en todo el espectro, un flujo de energía, por unidad de área, igual al irradiado por el cuerpo dado.

$$4\pi R^2 \sigma T_e^4 = (1 - \Lambda) \pi R^2 \pi \bar{\sigma}_0 + 4\pi R^2 c$$

donde σ es la constante de Boltzmann, Λ es el albedo planetario efectivo², $\pi \bar{\sigma}_0$ es el flujo solar incidente y c es la radiación calorífica emitida por la atmósfera. La expresión anterior constituye la ecuación de balance térmico.

Todos los factores anteriores se tomaron como parámetros de entrada para el modelo propuesto. En el modelo se divide el espectro solar (0.25 a 4.0 μm) en 26 intervalos espectrales en los que la dispersión de Rayleigh³ y la absorción del O_2 , del O_3 , del CO_2 y del H_2O se calculan en 25 capas que se consideran homogéneas en sus propiedades ópticas. También se toman en cuenta las diferencias de las constantes gravitacionales, los flujos solares y los calores específicos atmosféricos de los distintos planetas [11].

² El albedo planetario efectivo, Λ , también llamado albedo esférico integral, Λ_s , es igual a la razón entre el flujo dispersado en todas direcciones, ϕ , y el flujo incidente de la radiación solar, ϕ_0 . Está dado por:

$$\Lambda = \Lambda_s = \phi / \phi_0$$

³ Dispersión de Rayleigh: Cuando la luz pasa a través de lamateria, en cualquier estado físico, la intensidad de la misma decrece conforme la luz penetra en el medio y su velocidad será menor que en el vacío. La pérdida de intensidad se debe, principalmente, a la absorción y a la dispersión del medio.

La absorción disminuye la intensidad de la luz ya que convierte parte de su energía en movimiento térmico de las moléculas del medio absorbente. Sin embargo, parte de la disminución en la intensidad de la luz no se debe exactamente a una 'desaparición' de la luz, sino a una desviación de la misma hacia uno y otro lado. A esta desviación de la luz se le conoce con el nombre de dispersión. En el año 1871 Rayleigh realizó el primer estudio cuantitativo de las leyes de dispersión y determinó que la intensidad de la luz dispersada es proporcional a λ^{-4} . Por lo tanto, las longitudes de onda más cortas serán dispersadas con mayor efectividad que las longitudes de onda largas. La única restricción que se tiene que aplicar al anterior tratamiento es que las dimensiones lineales de las partículas deben ser considerablemente menores que la longitud de onda [6]. La intensidad de la dispersión de Rayleigh, I_s , está dada por:

$$I_s = K (1/\lambda^4)$$

Los efectos de la dispersión de Rayleigh aplicados al modelo afectan considerablemente los resultados para atmósferas masivas de CO_2 . Esto se debe a que el bióxido de carbono es un eficiente dispersor de Rayleigh debido a su alto índice de refracción y a su coeficiente de despolarización. Por lo tanto, la dispersión de Rayleigh afecta la respuesta de la temperatura superficial del planeta cuando aumenta la cantidad de bióxido de carbono. Al aumentar la cantidad de CO_2 en la atmósfera, aumenta la opacidad infrarroja de la atmósfera y la temperatura superficial del planeta tiende a elevarse. El efecto de las nubes sobre la temperatura superficial del planeta se tomó como constante, esto es, el efecto de oposición de la cubierta de nubes entre la radiación térmica y la radiación solar siempre se equilibra.

Acerca del flujo solar y de los planetas primitivos, se hicieron las siguientes suposiciones:

- a) Se supuso que hace 4 mil millones de años la luminosidad del Sol era aproximadamente el 78% del valor actual.
- b) Se aceptó como válida la conclusión de los investigadores J.B. Pollack y D.C. Black de que, durante los primeros mil millones de años, Venus, la Tierra y Marte tuvieron historias similares, en cuanto a la liberación de gases.
- c) El albedo superficial era constante, con un valor de 0.237 para todos los cálculos (este valor es mayor que el valor actual para el albedo superficial terrestre, ya que toma parcialmente en cuenta el efecto de las nubes).
- d) Se presupuso que Venus tuvo una pérdida temprana de agua y que las temperaturas superficiales de Marte eran lo suficientemente altas como para permitir la existencia de agua líquida.
- e) Se presupuso que las atmósferas terrestres estaban compuestas de N_2 , H_2O y CO_2 .

Para tomar en cuenta las diferencias que existen entre Marte y la Tierra, las presiones superficiales en Marte, P_M , se escalaron con respecto a las presiones superficiales de la Tierra, P_T , mediante la siguiente relación

$$P_M = \left(\frac{M_M}{M_T} \right) \left(\frac{A_T}{A_M} \right) \left(\frac{G_M}{G_T} \right) P_T \quad (3.1)$$

donde M_M y M_T son las masas de Marte y de la Tierra respectivamente, A_M y A_T son sus áreas, y G_M y G_T son sus aceleraciones gravitacionales. Lo mismo se hizo para el caso de Venus.

También se tomaron en cuenta los efectos de variación de la insolación debido a fluctuaciones periódicas en la excentricidad de la órbita marciana. Esto se hizo porque dichos efectos son mucho más notables en Marte que en la Tierra o en Venus; la máxima excentricidad de Marte es de 0.14, por lo que el flujo solar en el perihelio⁴ es 38% mayor que el flujo solar medio anual.

El modelo se utilizó para calcular las temperaturas de los planetas primitivos para presiones parciales de bióxido de carbono (pCO_2) de hasta 100 bares.

Los perfiles de temperatura vertical, que se obtuvieron

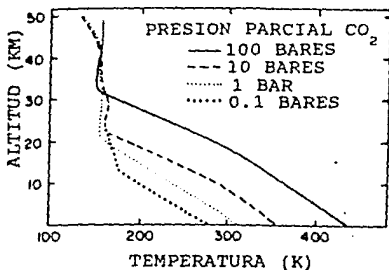


Figura 3.1. Perfiles de temperatura para presiones parciales de CO_2 en la Tierra primitiva. Una tropopausa bien definida se presenta para cada una de las presiones escogidas. Figura tomada de la referencia [11].

⁴ El perihelio es el punto de la superficie del planeta que se encuentra más cerca del Sol en el momento en que la órbita del planeta está en el punto más cercano al Sol.

mediante el modelo, para distintas presiones parciales de bióxido de carbono en la Tierra primitiva se muestran en la figura 3.1. La temperatura estratosférica que se obtiene es menor que la actual. Esto se debe a la ausencia del calentamiento que la capa de ozono produce al absorber la radiación ultravioleta del Sol. Una característica importante que muestra el modelo es que en la Tierra se presentaba, supuestamente, una atmósfera terrestre primitiva estable contra un efecto invernadero de escape o húmedo⁵ inducido por las presiones parciales de CO_2 . Conforme la presión parcial de CO_2 aumenta, la temperatura superficial de la Tierra también aumenta monótonicamente; de tal manera que para una p_{CO_2} de 100 bares la temperatura superficial es de 436 K. El modelo supone que la atmósfera posee 100 bares de CO_2 , 5 bares de H_2O y 1

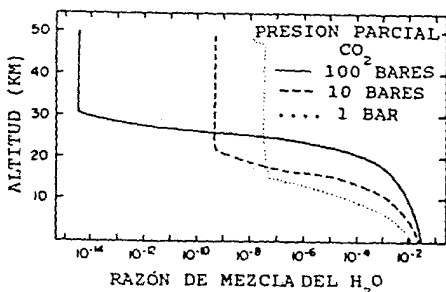


Figura 3.2. Perfiles de vapor de agua para presiones parciales de CO_2 en la Tierra primitiva. Para todas las presiones parciales escogidas se presenta una trampa fría bien definida y a baja altitud, lo cual protege al vapor de agua de la radiación ultravioleta del proveniente del Sol. Figura tomada de la referencia [11].

⁵ Una explicación del efecto invernadero de escape y del efecto invernadero húmedo se dará más adelante; por ahora nos basta con saber que dichos efectos provocan una pérdida de elementos ligeros de la atmósfera del planeta. Para que estos efectos se puedan llevar a cabo es esencial que se tenga una razón de mezcla, entre vapor de agua y aire, mayor que 0.1; esto es, el vapor de agua tiene que ser un componente atmosférico importante.

bar d, e N_2 . El resto del aprovisionamiento de agua de la Tierra se supone que se encontraba en los océanos. Si el modelo es cierto, la troposfera, o región convectiva, debió extender su límite superior de 12 km a 35 km al aumentar la presión parcial de CO_2 y la temperatura. Como el vapor de agua no era, supuestamente, un componente mayor de la atmósfera, no se debe haber desatado un efecto invernadero de escape y, por lo tanto, no se debe haber llevado a cabo una rápida pérdida de agua en la atmósfera terrestre primitiva. Como se puede apreciar en los perfiles de vapor de agua mostrados en la figura 3.2, se cree que la atmósfera tenía una trampa fría⁶, de tal manera que la razón de mezcla entre vapor de agua y aire por volumen unitario no debió haber excedido nunca el valor de 10^{-7} . Según el modelo, el proceso de difusión debió limitar el escape de hidrógeno en la homopausa a un valor de 2×10^6 moléculas de hidrógeno por cm^2 y por segundo. Si se considera una tasa de escape con este valor, a la Tierra le tomaría un tiempo de 1.5×10^{14} años (10^4 veces la edad del Sistema Solar) para perder un océano de agua equivalente a toda el agua que se cree que se tenía en el planeta (equivalente de agua

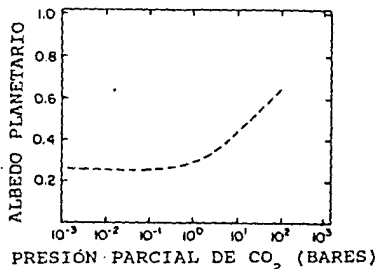


Figura 3.3. Efecto en el albedo del planeta debido al aumento de la presión parcial de CO_2 en la Tierra primitiva. Figura tomada de la referencia [11].

⁶ Una trampa fría es una región en donde una baja temperatura y una alta presión atmosférica se combinan para mantener el punto de saturación a un mínimo. Por lo tanto, la trampa fría es una región donde la condensación se realiza eficientemente.

que llamaremos 'océano terrestre') [11].

La estabilidad térmica de la atmósfera de la Tierra primitiva se debe principalmente a dos factores: la transferencia ascendente de calor por convección húmeda y el incremento en el albedo del planeta causado por la dispersión de Rayleigh del CO_2 . La figura 3.3 muestra como la dispersión de Rayleigh aumenta significativamente el albedo de las atmósferas con más de 1 bar de presión de bióxido de carbono.

Inicialmente, al aumentar la presión parcial de CO_2 , el albedo del planeta disminuye debido a la absorción del vapor de agua, pero después aumenta hasta un valor de 0.65 para un pCO_2 de 100 bares.

La aplicación del modelo para el caso de Venus dió los siguientes resultados: la atmósfera de Venus fue muy susceptible a la rápida pérdida de agua debida a la fotodisociación, a lo cual siguió un escape de hidrógeno de la atmósfera del planeta. En este caso, la razón de mezcla entre el vapor de agua y el aire es mayor que 0.1, por lo que el efecto invernadero de escape o húmedo se presentó en la atmósfera venusina primitiva. Por esta razón, Venus

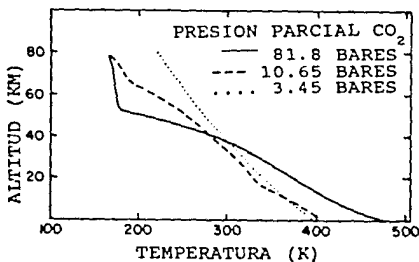


Figura 3.4. Perfiles de temperatura para ciertas presiones parciales de CO_2 en el Venus primitivo. Una troposfera bien definida existe para casi todas las atmósferas masivas; sin embargo, para presiones parciales de CO_2 menores de 15 atm la troposfera sólo se define vagamente. Figura tomada de la referencia [11].

pudo haber perdido una gran cantidad de agua durante los primeros cientos de millones de años de su historia [11].

Según el modelo, a $p\text{CO}_2 = 3.45$ bares, el intervalo de proporción⁷ promedio entre la superficie y los 60 km debe haber disminuido. La atmósfera era más caliente a altitudes mayores y, por lo mismo, irradiaba más eficientemente al espacio. Para niveles mayores de CO_2 , el calentamiento solar efectivo debió decrecer porque el efecto de un albedo mayor dominaba al efecto del aumento de opacidad debida al CO_2 . Se cree que para presiones mayores de 11 bares, una trampa fría efectiva se forma en la atmósfera para proteger al vapor de agua de la fotodisociación debida a la radiación ultravioleta proveniente del Sol [11].

El tiempo en el que Venus pudo haber perdido su aprovisionamiento de agua inicial depende fuertemente de su $p\text{CO}_2$. Según el modelo, a 21 bares, el flujo de escape limitado por difusión era de $8 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, lo que tomaría un tiempo de 3×10^{11} años (100 veces la edad del Sistema Solar) para acabar con 'océano terrestre'. A 13 bares, el tiempo que le tomaría sería

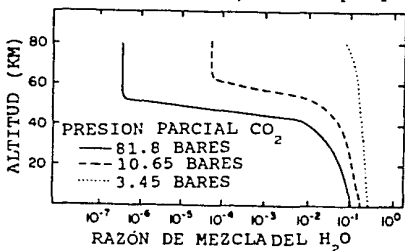


Figura 3.5. Perfiles de vapor de agua para presiones parciales de CO_2 en el Venus primitivo (nótese el cambio en la escala vertical entre las figuras II y V). En este caso, no se tiene trampa fría para presiones parciales de CO_2 por debajo de los 3.5 bares. Figura tomada de la referencia [11].

⁷ El intervalo de proporción es la proporción a la que cambia cualquier elemento meteorológico con el aumento de altura.

aproximadamente la edad del Sistema Solar; a 11 bares, el tiempo sería de 10^9 años; y a 7.5 bares, se tiene que la tasa de escape de partículas atmosféricas limitada por la difusión⁸ iguala al flujo limitado por la energía⁹ para una Tierra primitiva con la misma radiación ultravioleta extrema (EUV) que se tiene hoy en día (el valor de este flujo es de 1.1×10^{12} moléculas de hidrógeno por cm^2 y por segundo). Para el caso de atmósferas con presiones parciales de CO_2 todavía menores, el hidrógeno se hubiera escapado a la proporción limitada por la energía y un 'océano terrestre' se hubiera perdido en 240 millones de años [11].

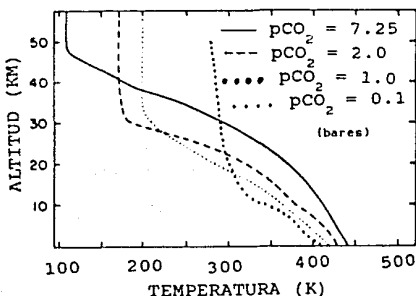


Figura 3.6. Perfil de temperaturas para ciertas presiones parciales de CO_2 en el Marte primitivo durante su perihelio. Una troposfera bien definida existe para todas las presiones parciales de CO_2 . Una presión parcial de 7.25 bares en Marte es equivalente a 50 bares en la Tierra. Figura tomada de la referencia [11].

⁸ La tasa de escape limitada por difusión es la proporción de partículas que teóricamente escapan al espacio exterior considerando la restricción de que las partículas que escapan de las partes altas de la atmósfera deben de estar siendo reabastecidas por la parte baja de la misma, mediante el proceso de difusión.

⁹ El flujo limitado por la energía es el número máximo permitido de partículas que pueden escapar de la atmósfera tomando en cuenta la energía disponible máxima que se le puede dar a estas partículas para que escapen. No es posible que las partículas escapen si no tienen la suficiente cantidad de energía para hacerlo.

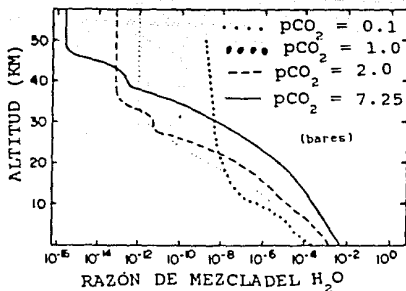


Figura 3.7. Perfiles de vapor de agua para presiones parciales de CO_2 en el Marte primitivo situado en el perihelio. Para todas las presiones parciales escogidas se presenta una trampa fría bien definida. Figura tomada de la referencia [11].

Al aplicar el modelo para el caso de Marte en el perihelio se obtuvo una trampa fría que evita que el vapor de agua alcance las regiones altas de la atmósfera. Por lo tanto, el modelo no explica una pérdida rápida de agua en el planeta primitivo. Se obtiene una temperatura media global superficial por arriba del punto de licuefacción del agua a $p\text{CO}_2$ mayores de 2.1 bares. Si se escalan estos valores con la ecuación (3.1), se obtiene que esta presión es equivalente a una presión terrestre de 14 bares. Si la presión parcial de bióxido de carbono era mayor de 1.3 bares, entonces la temperatura media global superficial era mayor de 260 K. Para este límite inferior de la temperatura media las condiciones superficiales todavía estarían por arriba del punto de congelamiento en las regiones tropicales.

En resumen, al utilizar el modelo se llegó a las siguientes conclusiones:

- 1) El que la Tierra posea grandes cantidades de agua fija un límite inferior para las $p\text{CO}_2$ de 0.04 bares en la atmósfera terrestre primitiva. De no haber sido así, la pérdida de agua en el planeta hubiera sido significativa.

- 2) Si se considera la máxima excentricidad y se sitúa al planeta en su perihelio, las temperaturas medias globales superficiales calculadas para Marte eran mayores de 260 K para presiones parciales de CO₂ por arriba de los 1.3 bares (lo que hubiera permitido tener agua líquida en la superficie del planeta), lo que pone un límite inferior de 9 bares para las presiones parciales de CO₂, si se escala el valor de la presión a su equivalente terrestre.
- 3) Para atmósferas venusinas con presiones parciales de CO₂ menores de 11 bares, la capa convectiva de la atmósfera se hubiera expandido hasta que la presión en la tropopausa fuera menor de 15 mbares, esto habría provocado una acelerada fotodisociación del vapor de agua, con una consecuente pérdida de hidrógeno al espacio. El proceso impone un límite superior en las presiones parciales de CO₂ de 14 bares (si se escala la presión en la superficie de Venus a su equivalente terrestre) para que se pueda tener una pérdida rápida de agua en los inicios del planeta.

Si el modelo es cierto, puesto que la composición atmosférica de los tres planetas terrestres debe ser compatible, se tiene que las presiones parciales iniciales de bióxido de carbono deben haberse situado entre 9 y 14 bares.

Una comparación entre las condiciones superficiales estimadas para los planetas terrestres revela que Venus y la Tierra debieron

TABLA V
COMPOSICIÓN ATMOSFÉRICA PRIMITIVA (bares)

	Marte	Tierra	Venus
CO ₂	1.3 - 2.3	9.0 - 14.0	7.1 - 11.1
N ₂	0.14	1.0	0.8
H ₂ O	0.0004 - 0.001	0.3 - 0.6	2.2 - 2.7
Presión Total	1.4 - 2.5	10.3 - 15.6	10.1 - 14.6
Temperatura Superficial (K)	260 - 275	350 - 363	400 - 410

tener mayores presiones parciales de N_2 y CO_2 debido a que sus masas son mayores, y, por lo tanto, se debe haber liberado una mayor cantidad de gases en esos planetas. La composición atmosférica que deben haber tenido los planetas terrestres primitivos, según el modelo de Durham y Chamberlain, se resume en la tabla V.

EVOLUCION ATMOSFERICA

Durante los 4,600 millones de años de existencia de los planetas, las atmósferas de los mismos han cambiado significativamente. Posiblemente fue la combinación de las condiciones iniciales de las atmósferas de los planetas terrestres primitivos, dadas por el modelo anterior, y del efecto invernadero lo que llevó a la atmósfera de cada uno de los planetas a su actual composición.

El bióxido de carbono es un gas que es muy buen absorbedor de la radiación infrarroja emitida por el suelo de los planetas, y, por lo tanto, es un gas que adquiere una gran importancia en el efecto invernadero que se desarrolle en un planeta¹⁰. Este gas se recicla en la atmósfera de los planetas mediante el ciclo de los silicatos-carbonatos. Para entender por qué el efecto invernadero pudo ser el responsable de las actuales condiciones climatológicas de los planetas, expliquemos antes en que consiste el ciclo de los silicatos-carbonatos. En la Tierra, *el ciclo geoquímica de los silicatos-carbonatos* se encarga del intercambio de cerca del 80% del bióxido de carbono entre la corteza terrestre y la atmósfera. Este ciclo comienza con el bióxido de carbono que se encuentra en la atmósfera. El CO_2 atmosférico se disuelve con el agua de las lluvias, formando un nuevo compuesto llamado ácido carbónico (H_2CO_3). Este nuevo compuesto lleva a cabo el proceso de *intemperización*, que consiste en la degradación y desintegración, principalmente mediante las lluvias de las rocas minerales de calcio-silicatos que se encuentran en la superficie del planeta. Durante el proceso de intemperización el ácido carbónico reacciona

¹⁰ Para una explicación más completa del efecto invernadero, favor de revisar el apéndice.

químicamente con las rocas, liberando calcio y iones carbónicos que son acarreados por el agua de las lluvias a los riachuelos, ríos y océanos. Es ahí en donde el plancton y algunos otros animales marinos utilizan los iones para formar sus conchas de carbonato de calcio (CaCO_3). Cuando los huéspedes de las conchas mueren, éstas se convierten en parte de los sedimentos de carbonatos del fondo marino. A través de miles de años, estos sedimentos de carbonatos son acarreados por medio de los movimientos de las placas tectónicas hacia las costas de los continentes; posteriormente son introducidos hacia las capas interiores de la Tierra por debajo de las grandes masas continentales del planeta. A este proceso se le conoce con el nombre de *subducción*. El proceso continúa hasta que los materiales descienden a una profundidad en la que la presión y temperatura son tan altas que provocan que los carbonatos de calcio reaccionen con el cuarzo (SiO_2) para volver a formar rocas de silicatos mediante el proceso llamado *metamorfismo de carbonatos*. De esta forma se libera nuevamente CO_2 , el cual se escapa del interior de la Tierra hacia la atmósfera, ya sea a través de alguna falla en el fondo del mar o mezclado en la lava de algún volcán. La duración total del ciclo en la Tierra es de aproximadamente 500,000 años [12] [13].

Si por alguna razón la radiación solar que le llega a nuestro planeta disminuyera, la proporción de evaporación de agua de los océanos también disminuiría. Esto provocaría que las lluvias en la Tierra no fueran tan abundantes y, por lo tanto, que el CO_2 atmosférico no fuera removido tan eficientemente. Sin embargo, el proceso de liberación de CO_2 a la atmósfera por medio del metamorfismo de carbonatos no se afectaría, por lo que la proporción del bióxido de carbono atmosférico aumentaría, dando un efecto invernadero de mayor intensidad y, por lo mismo, un incremento en la temperatura promedio del planeta. En el caso contrario, si por alguna razón el planeta sufriera un calentamiento excesivo de su superficie, la evaporación de los océanos del planeta sería mayor, lo que daría una mayor cantidad de lluvias que removerían una cantidad de bióxido de carbono mayor que la usual. Esta pérdida de CO_2 atmosférico no estaría

balanceada, ya que la velocidad de liberación del gas a la atmósfera (asociada al metamorfismo de carbonatos) no se incrementaría. La situación que se tendría finalmente en el planeta sería una atmósfera con muy poco bióxido de carbono, y por lo mismo, con un efecto invernadero disminuido en comparación con la situación que se tenía antes, lo que provocaría un enfriamiento del planeta. Si se considera un caso extremo se puede entender un poco mejor la situación. Supóngase que en alguna época del pasado de la Tierra los océanos se congelaron completamente. En este caso, la precipitación se detendría totalmente en el planeta, mientras que el proceso de liberación de CO_2 continuaría al mismo ritmo, dando una atmósfera densa en bióxido de carbono que, considerando la actual proporción de liberación del gas que se tiene en la Tierra, alcanzaría una presión de un bar (debida únicamente a la presencia de CO_2) en tan sólo 20 millones de años, lo que desde un punto de vista geológico es un tiempo insignificante. Esta cantidad de CO_2 sería suficiente para elevar la temperatura del planeta en 50°C , suficientes para derretir el hielo y volver a restablecer el equilibrio [13]. Este proceso de balance de temperaturas que se da en la Tierra debido al ciclo de bióxido de carbono es fundamental para mantener una temperatura razonable; una falla en el proceso provocaría que la Tierra cambiara drásticamente de clima.

Ahora, considérese el 20% de bióxido de carbono que no es intercambiado por medio del ciclo de silicatos-carbonatos. Este bióxido de carbono es removido de la atmósfera de la Tierra mediante el proceso de la fotosíntesis. Cuando las plantas fotosintéticas mueren, depositan carbono orgánico en el suelo en forma de sedimentos. El bióxido de carbono se regenera cuando los procesos tectónicos elevan las rocas sedimentarias para formar montañas, facilitando la reacción del carbono con el oxígeno atmosférico del agua de las lluvias [13]. Por lo tanto, en la Tierra, los organismos vivos también afectan el ciclo de silicatos-carbonatos. Anteriormente se mencionó el papel que desempeña el plancton durante este ciclo al formar sedimentos de carbonatos, pero también las plantas de las masas continentales tienen una función importante. Al morir las plantas, la oxidación

de sus restos incrementa la cantidad de bióxido de carbono en el suelo. Por lo tanto, la concentración de CO_2 en el suelo terrestre debe de ser más alta ahora de lo que era antes de la aparición de las plantas vasculares hace como 400 millones de años. Esta elevación en la concentración acelera la conversión de los minerales de silicatos en sedimentos de carbonatos.

Pese a lo anterior, se cree que el principal medio de control de la concentración de CO_2 atmosférico es de tipo físico y no biológico. Por ejemplo, si los organismos marinos no existieran (aquéllos que utilizan los carbonatos de calcio para formar sus conchas y que al morir constituyen una de las principales fuentes que ayudan a formar los sedimentos de carbonatos), entonces la concentración de calcio y iones de bicarbonato aumentaría en el agua de los mares hasta alcanzar un punto crítico en el que se formarían carbonatos de calcio sin la intervención de organismos vivos. Éste debe de haber sido el caso tanto en la Tierra, antes de la aparición de los primeros organismos que formaban conchas hace unos 600 millones de años, como en Marte y Venus, los cuales no desarrollaron ningún tipo de vida hasta lo que se sabe hoy en día.

Para el caso de la Tierra, también se han realizado cálculos para evaluar cuál sería el efecto en el proceso de intemperización si las plantas continentales desaparecieran. Lo que probablemente ocurriría sería un decremento en el proceso equivalente a un aumento en la temperatura promedio del planeta de 10°C ; esto daría un clima parecido al periodo del Cretáceo Medio, algo caliente pero no tanto que no pudieran existir muchas formas de vida, incluyendo algunos dinosaurios. De lo anterior, se puede concluir que el ciclo de silicatos-carbonatos hubiera sido suficiente para realizar el ciclo de bióxido de carbono que hubiera dado y, lo que quizás sea más importante, hubiera mantenido las condiciones convenientes para la existencia de vida en la Tierra.

Ahora bien, el ciclo de bióxido de carbono que ha funcionado tan eficientemente en la Tierra manteniéndola en un intervalo de temperatura razonable a través de su evolución (actualmente la temperatura media de la Tierra es de 15°C), no ha hecho lo mismo en Marte y en Venus; esto, claro está, si suponemos que alguna vez

existió dicho ciclo en estos planetas.

En Marte, la presión atmosférica debida al bióxido de carbono da un efecto invernadero de tan solo 6°C , lo que ayuda muy poco a elevar su temperatura promedio de -60°C . Es poco probable que el clima de Marte haya sido siempre así de frío. Aunque no se puede conocer con exactitud que tan caliente era Marte en el pasado, es razonable suponer que su superficie era calentada por medio del efecto invernadero dado por una atmósfera mucho más densa en bióxido de carbono que la actual. Para estimar cuanto CO_2 se necesitaría para calentar la superficie marciana por arriba de la temperatura de congelación del agua, el investigador J.B. Pollack, junto con sus colaboradores, creó un modelo de la atmósfera marciana primitiva, suponiendo que ésta estaba formada de bióxido de carbono en equilibrio con agua líquida, y que, además, estaba sujeta a las condiciones de radiación del Sol joven (una de las suposiciones del modelo dado por R. Durham y J.W. Chamberlain). Estas estimaciones indicaron que sólo bastaría una presión superficial de entre 1 y 5 bares de CO_2 para elevar la temperatura promedio de Marte por arriba de la temperatura de congelación del agua (aquí hay que recordar que el modelo de Durham y Chamberlain daba un intervalo de 1.3 - 2.3 bares de $p\text{CO}_2$ para el Marte primitivo, por lo que el modelo anterior es consistente con el modelo propuesto por J.B. Pollack). Es más, tan sólo se necesitarían 0.75 bares de CO_2 para calentar el punto subsolar del perihelio por arriba de la temperatura de congelación del agua. Supuestamente, el punto subsolar del perihelio es el punto más caliente del planeta. A pesar de que estas cifras son entre 150 y 800 veces la cantidad de CO_2 actual, no son tan disparatadas como para no tomarse en cuenta. Por ejemplo, si Marte alguna vez contó con una cantidad proporcional de CO_2 como la que existe en la Tierra, se tendría que alguna vez tuvo una atmósfera con una presión equivalente a 10 bares vez durante su pasado.

Con base en las ideas anteriores, se puede suponer que en Marte alguna vez existió la cantidad necesaria de CO_2 para tener una temperatura razonable que permitiera tener agua líquida en su superficie, pero que su mecanismo para reabastecerlo simplemente dejó de funcionar. De hecho, como se mostró en el modelo de Durham

y Chamberlain, se piensa que el bióxido de carbono era el principal componente de la atmósfera primitiva de Marte, como lo es también en la actualidad. En un principio, el reciclaje de CO_2 debe de haber funcionado eficientemente, ya que de no haber sido así el proceso de intemperización hubiera removido el total de bióxido de carbono de la atmósfera transformándolo en rocas de carbonatos en un periodo aproximado de 10 millones de años. Sin embargo, parece ser que el planeta pudo conservar cantidades suficientes de este gas por mucho más tiempo; de no haber sido así, la temperatura superficial hubiera descendido tanto que la existencia de agua líquida en el planeta habría sido imposible. Mediante el conteo de la cantidad de cráteres ocasionados por los impactos de meteoritos que tienen las redes de valles, es posible calcular la edad aproximada de las mismas. De las estimaciones anteriores se ha determinado que estas redes se siguieron formando hasta hace aproximadamente unos 3,800 millones de años (fecha muy cercana a la terminación del periodo de bombardeo meteórico más intenso), por lo que la existencia de agua líquida se prolongó más de los diez millones de años antes mencionados.

Es probable que el proceso que removía el bióxido de carbono de la atmósfera marciana, para introducirlo en el interior del planeta, fuera el mismo que se lleva a cabo en la Tierra. Esto es: primero, la combinación del bióxido de carbono con el agua de las lluvias para formar ácido carbónico que a su vez se encarga del proceso de intemperización, y segundo, la formación de carbonatos y sedimentos de carbonatos en los grandes reservorios de agua. Sin embargo, el proceso que liberaba el CO_2 a la atmósfera tuvo que haber sido distinto. Marte no posee placas tectónicas, de hecho, sus características lo presentan como un planeta de una sola placa, por lo que el movimiento tectónico no pudo ser el responsable de llevar los sedimentos carbónicos a las profundidades en donde las altas temperaturas y presiones permitieran la realización del metamorfismo de carbonatos y la posterior liberación de bióxido de carbono. Por lo tanto, tuvo que existir un modo alternativo para realizar esta labor. Es probable que la lava despedida por los volcanes fuera la encargada de enterrar los sedimentos de carbonatos hasta las profundidades

adecuadas de temperatura y presión que permitieran el metamorfismo de carbonatos y la liberación del bióxido de carbono. Un proceso de este tipo pudo haber reciclado los carbonatos durante los primeros mil millones de años de existencia del planeta, aunque esta cifra no es muy confiable ya que la intensidad del proceso de intemperización de Marte no es conocida. El proceso de reciclaje debió durar hasta que el interior de Marte se enfrió tanto, que la cantidad del CO_2 utilizado para la formación de carbonatos fue mayor que la cantidad del mismo gas liberado del interior del planeta. Marte es un planeta más pequeño que la Tierra y tiene una superficie proporcionalmente mayor con respecto a su volumen que nuestro planeta, por lo que pierde una mayor cantidad de calor. Si además se considera que Marte pudo haber tenido menor energía interna al momento de su formación, entonces se puede inferir que Marte se enfrió más rápido que la Tierra, perdiendo, de esta manera, su capacidad para liberar CO_2 a la atmósfera. Por lo tanto, todo el CO_2 que se quitaba de la atmósfera quedaba atrapado en el suelo marciano. La atmósfera de Marte se volvió tan poco masiva que ya no le fue posible contrarrestar la baja radiación solar incidente mediante su efecto invernadero.

Además del método de la lava volcánica, también se ha propuesto otro mecanismo alternativo para realizar el reciclaje de las rocas de carbonatos del Marte primitivo. Este mecanismo es la descomposición de las rocas sedimentarias por el calentamiento de la corteza marciana causado por los impactos de los meteoritos. El investigador M.H. Carr propuso en el año de 1986 que la cantidad total de gases atmosféricos de Marte fue liberada antes de la disminución del intenso bombardeo meteórico hace 3,800 millones de años. Él considera que los rasgos fluviales, principalmente las redes de valles, son una clara evidencia de una atmósfera primitiva densa y húmeda. Sin embargo, M.H Carr sostiene que esta atmósfera densa no pudo durar mucho tiempo después de que concluyó el periodo de intenso bombardeo meteórico, ya que para esa época los niveles de erosión que se cree que existían en Marte eran muy bajos; además, no se presentan evidencias de grandes áreas de captación de agua después de concluido este periodo. A pesar de que los niveles de erosión pudieron haber sido mucho mayores antes

y poco tiempo después del final del periodo de intenso bombardeo meteórico, éstos deben haber disminuido significativamente con el paso del tiempo. Este argumento geomorfológico se opone a una atmósfera primitiva húmeda que hubiera durado miles de millones de años. El reciclaje de carbonatos por impactos meteóricos daría una clara relación entre una atmósfera densa en CO_2 y la historia de impactos meteóricos del planeta; además, sería consistente con la disminución de la tasa de erosión después del periodo de intenso bombardeo meteórico. Esta teoría implica que el periodo en el cual se tuvo una temperatura lo suficientemente elevada como para mantener agua líquida estable en el planeta no duró más de unos cuantos cientos de millones de años.

La formación de carbonatos debió haber continuado en Marte hasta que la energía interna del planeta o la incidencia de meteoritos (dependiendo de cual de las dos teorías expuestas anteriormente sea correcta) disminuyó a tal grado que ya no le fue posible a Marte realizar la liberación de CO_2 a la atmósfera, llegándose a tener una presión atmosférica tan baja que hizo imposible mantener agua líquida en la superficie del planeta. Si ya no existía agua líquida, entonces tampoco existía el medio donde realizar la concentración de iones de calcio y bicarbonato para formar, posteriormente, los carbonatos, por lo que el ciclo de silicatos-carbonatos se debe haber detenido en el planeta. Al no poder liberar el bióxido de carbono a la atmósfera, el efecto invernadero del planeta disminuyó considerablemente, haciendo de Marte el planeta árido y frío que se conoce hoy en día. Según los análisis llevados a cabo por la misión Vikingo, los principales carbonatos que se pudieron haber formado en Marte son CaCO_3 (calcita), MgCO_3 (magnesita), $\text{CaMg}(\text{CO}_3)_2$ (dolomita), FeCO_3 (siderita) y posiblemente MnCO_3 (rodocrosita). Se piensa que estos carbonatos son estables bajo las actuales condiciones atmosféricas de Marte, por lo que deben de estar en alguna parte del planeta.

Sin embargo, es importante mencionar que pese a que la teorías anteriores predicen una gran cantidad de rocas de carbonatos enterradas en la corteza de Marte, los estudios espectroscópicos llevados hasta el momento no han dado indicio de las mismas. Esto se puede deber a la presencia de una fina capa de

polvo que esté cubriendo la superficie en las dimensiones que se pueden distinguir durante las observaciones (típicamente de cientos de kilómetros o más). Los investigadores C.P. McKay y S.S. Nedell han sugerido que el material sedimentario en los cañones del sistema Valles Marineris, que se extiende por más de 4000 km a lo largo de la zona ecuatorial, puede haber sido formado por acumulación de carbonatos. La cantidad que se cree que es necesaria para la formación de este sistema de cañones sería el equivalente al bióxido de carbono dado por una atmósfera de 30 milibares. Este resultado muestra que la precipitación de carbonatos pudo proveer la cantidad suficiente de material para formar los depósitos estratificados de Valles Marineris. De la misma forma se pueden tener muchos carbonatos depositados en una infinidad de cañones marcianos. Por otro lado, el análisis de los meteoritos SNC (shergottite, nakhlite y chassigny), que se piensa que provienen de Marte, han dado muestras de tener pequeñas cantidades de carbonatos.

Los SNC son un grupo de ocho meteoritos rocosos que comparten dos características únicas: todos tienen una edad de cristalización joven (aproximadamente 1.3 miles de millones de años), y todos tienen gases que dan una idea de la composición del lugar donde se originaron. Si solo se considera la edad, los SNC son bastante interesantes, ya que tienen la mitad de la edad de las siguientes muestras más jóvenes encontradas en la Tierra. Esa cristalización tan reciente indica que el cuerpo en el que se formaron o desprendieron fué geológicamente activo por mucho más tiempo que el esperado, por ejemplo, para la Luna o cualquier otro asteroide. Por lo anterior, se piensa que posiblemente el progenitor de los SNC sea Marte, ya que ningún otro cuerpo satisface las características de los meteoritos. Esta afirmación está apoyada en el análisis de los gases atrapados dentro de los SNC, los cuales tienen una composición de isótopos muy similar a las muestras atmosféricas analizadas por la misión Vikingo. Las similitudes llegan al grado de mostrar un enriquecimiento en el nitrógeno de peso atómico 15 (^{15}N), una característica única de Marte. Si los meteoritos SNC provienen efectivamente de Marte, entonces ellos proveen información de la composición e historia

geoquímica del planeta. Es por lo anterior, que al haber encontrado sedimentos de carbonatos en su composición, se cree que el suelo marciano puede ser rico en los mismos. Esto constituiría una prueba de que Marte perdió su capacidad de liberar el bióxido de carbono a la atmósfera. Por lo mismo, al planeta le fue imposible contrarrestar la baja radiación solar mediante un efecto invernadero significativo.

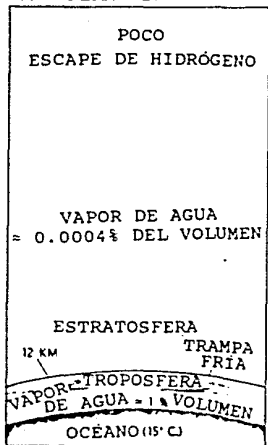
En el caso de Venus sucedió todo lo contrario. Actualmente Venus está completamente deshidratado. La poca agua que existe en el planeta se encuentra en la atmósfera como vapor o como un componente menor de las densas nubes de ácido sulfúrico que lo rodean. Sin embargo, es muy probable que ésta no haya sido siempre su historia. En oposición a las teorías que argumentan que Venus nunca tuvo una cantidad significativa de agua debido a que se formó en una región de la nebulosa solar tan caliente como para permitir que se formaran en él minerales hidratados, George W. Wetherill desarrolló unos modelos dinámicos en los que los planetas que se estaban desarrollando no solo capturaban los planetesimales que se cruzaban en sus órbitas, sino que también perturbaban las órbitas de otros cuerpos y los dispersaban dentro del Sistema Solar. Durante las últimas etapas de desarrollo, la Tierra y Venus debieron ser tan masivos que intercambiaban planetesimales entre sí. Como los planetesimales correspondientes a la Tierra eran ricos en agua, Venus tuvo que haber recibido una cantidad significativa de este líquido [13].

Si esta teoría es cierta, entonces Venus contó originalmente con bastante agua, quizás con tanta como la Tierra; sin embargo, la perdió cuando la sustancia encontró un camino hacia la parte alta de la atmósfera. En esa región atmosférica, la radiación solar se encargó de fotodisociar la molécula de agua y se permitió el escape de hidrógeno al espacio (solo el agua que se encuentra en la parte alta de la atmósfera está sujeta al escape de hidrógeno; a bajas altitudes los ligeros átomos de hidrógeno son mantenidos en la atmósfera por el arrastre ejercido por gases más pesados, como podría ser el bióxido de carbono) [13].

Sobre esta teoría hay variaciones referentes a si existió, o no, agua líquida en la superficie del planeta por un periodo

considerable de tiempo. La teoría clásica del *efecto invernadero de escape* dice que el planeta nunca retuvo agua en su superficie. Según esta teoría, el agua superficial no puede permanecer líquida si existe más de una cantidad crítica de luz solar incidente en el planeta. Si el flujo solar en la órbita de Venus excedió ese valor crítico desde el principio, cualquier cantidad de agua que hubiera sido liberada desde el interior del planeta habría sido vaporizada instantáneamente. Por lo menos en la parte más baja y caliente de la atmósfera, este vapor no se habría condensado como lluvia, y, por lo mismo, no se habrían formado océanos. El agua se habría perdido de la atmósfera porque, en un ambiente tan caliente y húmedo, el aire se enfriaría muy lentamente conforme fuera ganado altura. En consecuencia, la trampa fría atmosférica sería impulsada a altitudes mayores (cerca de los 100 kilómetros). Recordemos que la trampa fría es la región donde una baja temperatura y una alta presión atmosférica se combinan para mantener el punto de saturación a un mínimo. Normalmente la concentración relativa de vapor de agua (la fracción del volumen atmosférico representada por el vapor de agua) en la trampa fría es mucho menor que la concentración en la atmósfera por debajo de ella, por lo que el agua se condensa en lugar de seguir subiendo. En este caso, la razón de mezcla entre el vapor de agua y el aire en la atmósfera es menor que 0.1. Sin embargo, en una atmósfera convectiva en la que la razón de mezcla del vapor de agua es mayor que 0.1, la liberación del calor latente por el agua que se condensa mantiene el intervalo de proporción a un valor pequeño, de tal manera que la temperatura y la razón de mezcla disminuyen muy lentamente con la altura. Por lo tanto, el vapor de agua continúa siendo un componente atmosférico importante aún a muy bajas presiones. En este caso se tiene una trampa fría elevada con una concentración relativa de vapor de agua muy parecida a la que se tiene en la atmósfera cercana a la superficie. Bajo estas circunstancias, la trampa fría permitirá el paso de una cantidad significativa de agua a la parte alta de la atmósfera, donde el agua estará expuesta a la fotodisociación y, consecuentemente, al escape de hidrógeno [13]. A este proceso se le llama efecto invernadero de escape. Este escape podría, potencialmente,

ATMÓSFERA TERRESTRE



VENUS PRIMITIVO
INVERNADERO DE ESCAPE

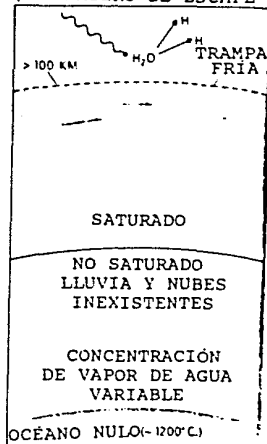


Figura 3.8. *Atmósfera terrestre e invernadero de escape en la atmósfera primitiva de Venus. En a) se muestra como una trampa fría, cerca de la tropopausa terrestre, bloquea la entrada de agua a la estratosfera, impidiendo, de esta forma, que una cantidad significativa de hidrógeno se escape al espacio. En b) se muestra el caso de un Venus primitivo que pudo ser tan caliente que desarrollo un invernadero de escape; toda el agua liberada al planeta se convertía instantáneamente en vapor, alcanzando la parte alta de la atmosfera, en donde se producía la fotodisociación y el escape de hidrógeno. Figura tomada de la referencia [13].*

eliminar un 'océano terrestre' en menos de 30 millones de años. Ver figura 3.8.

En el caso de la Tierra, actualmente la trampa fría se encuentra a bajas altitudes (entre 9 y 17 kilómetros), aproximadamente a la distancia a la que se encuentra la

tropopausa. Cuando el vapor de agua de las bajas altitudes se eleva a la trampa fría, casi todo se condensa; por lo tanto, se produce una estratosfera extremadamente seca y muy poco escape de hidrógeno [13].

Se ha calculado que el flujo solar necesario para iniciar un efecto invernadero de escape es de aproximadamente 1.4 veces la cantidad de luz solar que actualmente le llega a la Tierra, si el planeta en cuestión tiene una atmósfera saturada sin nubes. Esta cantidad es, aproximadamente, el flujo solar que se tenía en la órbita de Venus al principio de la historia del Sistema Solar, por lo que es muy probable que Venus haya estado expuesto a un invernadero de escape como lo predice el modelo de Durham y Chamberlain presentado al principio de este capítulo. Sin embargo, si en esta época Venus contó con una cantidad suficiente de nubes como para reflejar una fracción sustancial de la luz solar incidente, entonces puede ser que el invernadero de escape en el planeta se haya evitado, permitiendo, de esta forma, la existencia de océanos. Estos océanos no hubieran existido indefinidamente. Como una alternativa a la teoría del efecto invernadero de escape se ha propuesto que en alguna ocasión Venus, efectivamente, tuvo océanos, pero que los perdió porque su atmósfera presentó lo que se llama un *efecto invernadero húmedo*. Este efecto se produce cuando la concentración relativa de vapor de agua, con respecto al volumen total de aire, cerca de la superficie es mayor que del 20%. Para una atmósfera de 1 bar como la que se tiene en la Tierra, esta condición se puede alcanzar cuando la temperatura superficial se eleva por arriba de los 70°C (si Venus contaba con un océano y lluvias, la mayor parte de su bióxido de carbono habría estado enterrado en rocas de carbonatos debido a la intemperización y una atmósfera de un bar hubiera sido muy factible). Ver figura 3.9.

Algunos modelos de simulación climatológica han indicado que un efecto invernadero húmedo podría surgir cuando el flujo solar, que incide sobre una atmósfera sin nubes, es por lo menos 1.1 veces la cantidad de luz solar que actualmente le llega a la Tierra. Cuando la concentración de vapor de agua cercana a la superficie del planeta sobrepasa el 20%, la condensación de agua

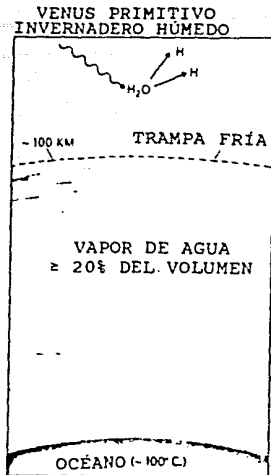


Figura 3.9. Invernadero húmedo en el Venus Primitivo. En el Venus primitivo, la parte baja de la atmósfera, aunque caliente para los estándares de la Tierra, pudo haber sido lo suficientemente fría como para condensar el agua y formar un océano. El océano se perdería, posteriormente, por un efecto invernadero húmedo. Esta condición se da cuando una alta temperatura superficial permite que el vapor de agua constituya más del 20% de la parte baja de la atmósfera. La trampa fría se mueve a una gran altitud y se vuelve ineficiente para prevenir que el vapor de agua suba hasta la parte alta de la atmósfera. Pese a que una parte del vapor de agua se condensa como lluvia, el vapor de la parte superior se disocia y constituye una fuente de hidrógeno para el escape del mismo. Figura tomada de la referencia [13].

(que genera calor) calienta significativamente la atmósfera y, como en el caso del efecto invernadero de escape, provoca que la trampa fría se eleve. De esta manera, el agua puede alcanzar la

parte alta de la atmósfera. Un océano pudo haber existido en un planeta con un flujo solar incidente de entre 1.1 y 1.4 veces el de la Tierra, pero hubiera sido depletado por el escape de hidrógeno dado después de la fotodisociación de la molécula de agua en la parte alta de la atmósfera, en un periodo de unos cuantos cientos de millones de años.

Ambas teorías, la del efecto invernadero de escape y la del efecto invernadero húmedo, coinciden con el modelo planteado para las atmósferas primitivas de lo investigadores Durham y Chamberlain. Parece ser que la teoría del efecto invernadero húmedo se ajusta mejor, que la del efecto invernadero de escape, para explicar por qué Venus no tiene agua. Esto se debe a que la intemperización que se supone existió en el planeta habría bajado los niveles del bióxido de carbono atmosférico, haciendo más baja la presión total de los gases en la atmósfera que la que se necesita en un invernadero de escape. Como resultado, sólo se necesitaría una pequeña cantidad de agua para tener un 20% de vapor de agua del total del volumen de los gases, lo que habría provocado que una gran parte del contenido de agua del planeta alcanzara la parte alta de la atmósfera. Por ejemplo, si la atmósfera consistía de 1 bar de vapor de agua y 1 bar de bióxido de carbono, el agua habría constituido el 50% del volumen total de la atmósfera y gran parte de ella se habría escapado. Por otro lado, si se tenían 99 bares de bióxido de carbono, el bar de agua solo constituiría un 1% del volumen total de la atmósfera y el agua permanecería, por lo tanto, en la atmósfera del planeta.

Independientemente de cual de los dos efectos invernaderos fue el que tuvo lugar en la atmósfera primitiva de Marte, el planeta habría evolucionado a su estado actual: seco y caliente. Una vez que los océanos de Marte hubieran desaparecido, el proceso de intemperización se habría detenido, con lo cual la formación de carbonatos habría cesado y, consecuentemente, habría aumentado la cantidad de bióxido de carbono en la atmósfera. Se cree que ésta es la razón por la cual Venus presenta actualmente una atmósfera con una presión de 92 bares compuesta principalmente de bióxido de carbono. Los gases sulfurosos, que inicialmente eran escasos por que se disolvían en el agua, se acumularon y formaron las nubes de

ácido sulfúrico, que hoy, en día forman uno de los rasgos principales del planeta [13].

Aunque Venus recibe 1.9 veces más radiación solar que la Tierra, las nubes de ácido sulfúrico reflejan el 80% de la luz solar. Si Venus no contara con un efecto invernadero tan fuerte, su atmósfera sería más fría que la de la Tierra y tan sólo ligeramente más caliente que la de Marte. Es por ello que el CO_2 es el principal factor por el cual Venus tiene esa temperatura y no por su distancia al Sol.

CAPITULO 4

En este capítulo se mencionarán las características de los planetas terrestres, y se describirán las composiciones, estructuras térmicas, ionosferas, dinámica de las atmósferas y campo magnético de cada uno de estos planetas.

CAPAS ATMOSFERICAS DE LOS PLANETAS TERRESTRES

Es importante mencionar que no se incluirá la atmósfera de Mercurio, pese a que también se le considera un planeta terrestre, ya que su atmósfera es poco significativa para los objetivos de este trabajo. Para el caso de este planeta, se ha calculado un límite superior para su presión atmosférica total de 2×10^{-12} bares, con un máximo de 4×10^7 partículas/cm⁻³ (es conveniente recordar que la Tierra tiene a nivel superficial $\sim 3 \times 10^{19}$ partículas/cm⁻³). Su principal componente atmosférico es el sodio, con cantidades menores de potasio, helio e hidrógeno.

LAS CAPAS ATMOSFERICAS DE LA TIERRA

La atmósfera de la Tierra tiene un peso total de aproximadamente 52,700 billones de toneladas, lo que constituye un millonésimo de la masa total de la Tierra. Su escala de altitud es igual a 8 km, por lo que 2/3 partes de la masa de su atmósfera se encuentran concentradas dentro de esta altitud [3].

COMPOSICION

Los componentes más importantes de la atmósfera de la Tierra se muestran en la tabla VI. La masa relativa media molecular $\bar{\mu} = 28.8$, es la que corresponde para la troposfera [3].

ESTRUCTURA TERMICA

Según sus propiedades térmicas la atmósfera de la Tierra se divide en 4 capas. La primera de ellas es la troposfera, que es la

TABLA VI

GAS	CONTENIDO VOLUMÉTRICO
Hidrógeno, H ₂	5 × 10 ⁻⁵
Oxígeno, O ₂	21
Ozono, O ₃	10 ⁻⁶ -10 ⁻⁵
Nitrógeno, N ₂	78.1
Azufre, S	no existe
Bióxido de carbono, CO ₂	3 × 10 ⁻²
Vapor de agua, H ₂ O	0.1
Monóxido de carbono, CO	10 ⁻⁴
Metano, CH ₄	1.8 × 10 ⁻⁴
Amoniaco, NH ₃	< 10 ⁻⁵
Bióxido de azufre, SO ₂	10 ⁻⁴
Cloruro de hidrógeno, HCl	< 10 ⁻⁵
Fluoruro de hidrógeno, HF	< 10 ⁻⁷
Acetileno, C ₂ H ₂	< 10 ⁻⁵
Etano, C ₂ H ₆	< 10 ⁻⁵
Fosfina, PH ₃	< 10 ⁻⁵
GASES INERTES:	
He	5 × 10 ⁻⁴
Ne	1.8 × 10 ⁻³
Ar	0.9
Kr	1.1 × 10 ⁻⁴
Xe	8.7 × 10 ⁻⁶
Masa Molecular Relativa Media	28.8

Composición química de la atmósfera de la Tierra.

región en donde ocurre toda la dinámica climática. La troposfera contiene a las (4/5) partes de la masa total del aire. Su extensión varía desde 8 km en los polos del planeta hasta 16 km en el ecuador del mismo. La temperatura de la troposfera, la cual descende con la altura, está regida por un intercambio

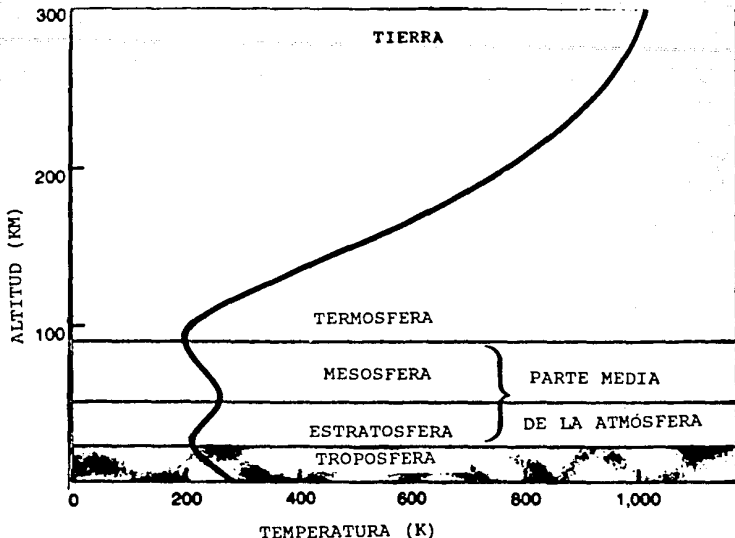


Figura 4.1. Capas atmosféricas de la Tierra. La figura muestra la división térmica de la atmósfera terrestre y la variación de la temperatura promedio del planeta con el cambio de altura. Figura tomada de la referencia [17].

convectivo-radiativo. Dicha temperatura tiene un promedio a nivel superficial de 288 K (15°C), mientras que en su límite superior la temperatura es de tan solo 218 K (-55°C). La proporción a la cual desciende normalmente la temperatura es de 5 a 7 grados kelvin por kilómetro. Esta proporción varía con el tiempo y con el lugar, e incluso ocasionalmente se forman pequeñas capas dentro de la troposfera en que la temperatura aumenta con la altura, las llamadas inversiones térmicas. La temperatura efectiva¹ del

¹ La temperatura efectiva, T_e , es la temperatura de un cuerpo negro que irradia en todo el espectro electromagnético un flujo de energía por unidad de superficie igual al del cuerpo dado.

planeta es de 249 K. La diferencia entre la temperatura media superficial, \bar{i}_s , y la temperatura efectiva, \bar{i}_e , del planeta es igual a la temperatura que aporta el efecto invernadero, por lo que dicho efecto crea un exceso $\delta T = 39$ K de temperatura en la Tierra. Por pura casualidad, la magnitud de este exceso es precisamente la necesaria para mantener la temperatura de nuestro planeta en las latitudes medias y ecuatoriales al nivel óptimo para la existencia de los organismos homotermos [3]; aunque sería más conveniente decir que los organismos homotermos se han adaptado precisamente a la temperatura aportada por el efecto invernadero del planeta. Ver figura 4.1.

El límite superior de la troposfera se define por un cambio repentino en el comportamiento de la temperatura, la cual se vuelve constante o inclusive comienza a ascender; esta región de transición entre las dos capas atmosféricas se llama la tropopausa. En la tropopausa se cuenta con vientos o corrientes a chorro que van de oeste a este con velocidades cercanas a los 800 km/h [1].

La segunda capa atmosférica es la estratosfera. Se extiende aproximadamente desde los 11 km de altitud hasta la región de la estratopausa, situada a los 30 km de altura. La estratopausa marca la división de la estratosfera con la tercera capa atmosférica. En la estratosfera se tiene una zona de calma, las nubes son muy escasas y no existen tempestades. La humedad relativa de esta capa atmosférica es muy baja y tiene una temperatura que aumenta gradualmente hasta alcanzar un máximo de 273 K (0°C) a 50 km.

Cerca de la estratopausa, la radiación solar forma pequeñas cantidades de O_3 , el cual tiene la propiedad de absorber tanto radiación infrarroja como radiación ultravioleta extrema proveniente del Sol, lo que provoca una inversión térmica por arriba de esta región. Este efecto es muy importante ya que dicha radiación es nociva para los seres vivos. La mayor parte de la radiación ultravioleta que proviene del Sol cae en un región del espectro electromagnético cercana al intervalo de frecuencias que son visibles para el ser humano (la llamada *región visible* del espectro). Esta radiación ultravioleta tiene longitudes de onda

entre 1700 y 3700 Å², que son las longitudes de onda en que absorbe el O₃. Si esta capa de ozono se destruyera, la radiación solar ultravioleta llegaría a la superficie y posiblemente haría imposible la vida en el planeta [1].

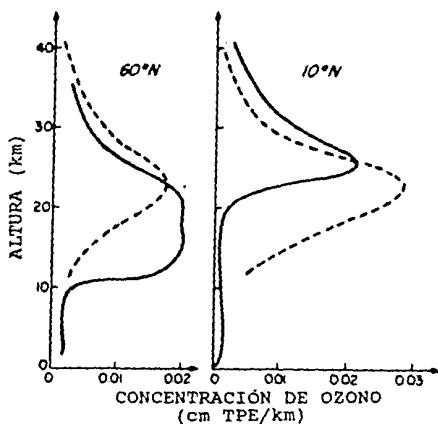


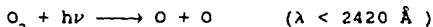
Figura II. Distribución vertical del ozono. Las curvas muestran la distribución para latitudes altas (60°N) y bajas (10°N). Las curvas punteadas muestran las concentraciones esperadas de la teoría del equilibrio fotoquímico, y las curvas continuas, las concentraciones reales obtenidas mediante muestreos. z = altura, c = concentración de ozono expresada en grosor (cm) de ozono puro medido a condiciones estándar de presión y temperatura (STP = 273 K y 1 atm) por kilómetro y altura. Figura tomada de la referencia [1].

² El armstrong, Å, es igual a 10⁻¹⁰ metros.

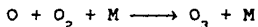
El aumento en la temperatura se debe a la reacción fotoquímica exotérmica de descomposición del ozono, que se representa en la siguiente ecuación



A su vez, el ozono aparece como resultado de la descomposición fotoquímica del O_2 , como se describe en la siguiente reacción



y de la reacción ulterior del triple choque, o choque de los tres cuerpos, como en

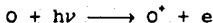


donde M es una molécula no-reactiva que actúa como un tercer cuerpo que se lleva el exceso de energía de la reacción. Como resultado de la primera reacción, el ozono absorbe la radiación ultravioleta y calienta la atmósfera [3].

La distribución vertical del ozono se muestra en la figura 4.2 [1].

La tercera capa atmosférica es la mesosfera, la cual llega hasta los 80-85 km de altura. Es en ella en donde se desintegran la mayor parte de los meteoritos. En esta capa la disminución de la producción de O_3 y el aumento en la tasa de enfriamiento por pérdida de radiación al espacio, dada por el CO_2 , establecen una temperatura descendente, la cual disminuye hasta 173 K (-100°C), que es el mínimo de temperatura que se alcanza en la atmósfera de la Tierra. Dicho mínimo marca la región de la mesopausa.

En la cuarta capa atmosférica, la termosfera, la temperatura aumenta ininterrumpidamente hasta la altura de casi 400 km, en donde en la época del máximo de actividad solar la temperatura durante el día alcanza el valor de 1800 K. Este aumento se debe a la absorción de la radiación ultravioleta del Sol a las alturas de 150-300 km; esto es, la atmósfera es calentada directamente por la radiación solar incidente. Esta absorción está determinada principalmente por la ionización del oxígeno atómico [3].



En la época de un mínimo de actividad solar la temperatura límite puede ser menor de 1000 K. Por arriba de los 400 km la atmósfera es isotérmica. En esta región de la atmósfera es en donde se producen las auroras australes y boreales [1].

EXOSFERA

La exosfera es una capa que no constituye parte de la división térmica de la atmósfera; es la región atmosférica que marca la transición gradual entre la atmósfera del planeta y el espacio interplanetario. En la exosfera se da principalmente el escape de los distintos elementos de la atmósfera al espacio. El concepto de exosfera fue expuesto, por primera vez, por G.J. Stoney en una publicación que hizo en el año de 1968 acerca del Sol y las estrellas [14]. En ella, el camino libre medio l^3 es tan grande que prácticamente ya no se tienen colisiones a estas alturas. Las moléculas y los átomos realizan trayectorias parabólicas (balísticas) en ella debido al campo gravitacional.

La base de la exosfera o *exobase*, r_c , se define como el nivel al que l es igual a la escala de altitud H (definida en el capítulo 1). También se le llama el *nivel crítico*.

El número de concentración (n_c) en el nivel crítico se

³ Camino libre medio: es la distancia promedio que recorre una molécula antes de sufrir una colisión con otra partícula. Se representa por la letra l , y su expresión matemática está dada por la siguiente relación:

$$l = \frac{1}{\sigma n} = \frac{k T}{\sigma p}$$

donde:

- σ - sección transversal de colisión de las moléculas ($\sigma = \pi d^2$, con d el diámetro de la molécula).
- n - número de concentración (número de partículas o moléculas por unidad de volumen).
- k - constante de Boltzmann, $k = 1.38 \times 10^{-23}$ J / K
- T - temperatura absoluta

determina directamente de la expresión matemática del camino libre medio, dada en el pie de página, al hacer $l = H$. Para las atmósferas planetarias $n_c = 10^8 \text{cm}^{-3}$. La altura correspondiente al nivel crítico es de aproximadamente 500 km para la Tierra y de cerca de 200 km para Venus [3].

IONOSFERA

A niveles altos de la atmósfera, las longitudes de onda más cortas de la radiación solar producen una cantidad considerable de átomos y moléculas ionizados y, por consiguiente, de electrones libres. Por lo tanto, la atmósfera adquiere una distribución vertical de densidad electrónica con capas características de alta densidad asociadas con, y dependiendo de, los procesos fotoquímicos. Las distribuciones típicas de estas densidades electrónicas varían con el día y la noche. Al conjunto de las regiones que poseen una densidad electrónica se les llama la ionosfera. La ionosfera ocupa la parte superior de la mesosfera, la termosfera, y la exosfera terrestres.

TABLA VII

Región	Altura del pico de la densidad electrónica de la capa	Densidad electrónica máxima, N_e^{max} (cm^{-3})
D	90 menor después de una llamarada solar	1.5×10^4 (mediodía) nula en la noche
E	110	1.5×10^5 (mediodía) $< 1 \times 10^4$ (noche)
F1	200	2.5×10^5 (mediodía) nula en la noche
F2	300	10^6 (mediodía) 10^5 (medianoche)

Características de las regiones ionosféricas.

En la Tierra, las regiones en las cuales se divide la

ionosfera son las regiones D, E, F1 y F2. Estas regiones adquieren características distintas entre sí debido a que:

- El espectro solar deposita su energía a distintas alturas dependiendo de las características de absorción de los elementos atmosféricos.
- La física de recombinación depende de la densidad atmosférica.
- La composición de la atmósfera cambia con la altura.

Por lo tanto, las 4 principales regiones ionosféricas se pueden asociar al dominio de diferentes procesos físicos, y son estos procesos físicos los que permiten caracterizar la región ionosférica de otros planetas al compararlas con las regiones D, E, F1 o F2 terrestres. Algunas de las características de cada una de las regiones aparecen en la tabla VII.

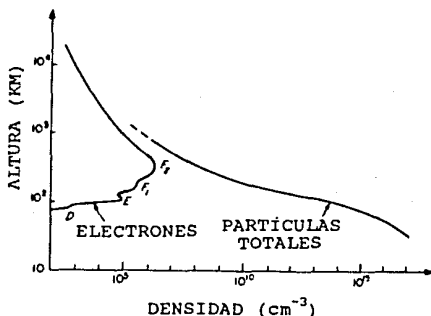
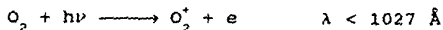


Figura 4.3. Densidades de los electrones y del total de partículas como función de la altura. La figura muestra que la densidad de electrones es siempre menor que la de las partículas neutras (las partículas neutras constituyen la mayor parte de las partículas totales). Como comparación, la concentración molecular (total de partículas) en el suelo es de $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$. Figura tomada de la referencia [1].

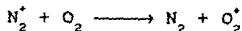
Es importante mencionar que a todas las alturas por debajo de los 6000 km, incluso para el máximo de la región F2, la densidad de electrones es menor que la densidad de partículas neutras, esto se puede observar en la figura 4.3. En esta figura, las partículas totales incluyen a las moléculas neutras, a los iones y a los electrones [1].

LAS REGIONES E Y F1

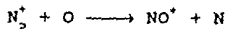
Las capas E y F1 son básicamente regiones que pueden ser descritas por los perfiles de Chapman, ecuación (1.15). La región E, localizada entre los 90 y 140 km de altitud, es la capa más sencilla en cuanto a los procesos físicos que se desarrollan en ella. Los iones son producidos principalmente por la fotoionización de las moléculas del oxígeno molecular, O_2 , como se muestra en la siguiente reacción



Se produce ionización adicional por efecto de los rayos X coronales que producen iones O_2^+ y NO^+ mediante intercambio rápido de carga, como se describe en la siguiente ecuación



o por intercambio ion-átomo, como en



Durante el día la densidad de iones de O_2^+ y la densidad de iones de NO^+ es comparable.

La recombinación⁴ que se tiene en esta región de la ionosfera es del tipo llamado *recombinación disociativa*. La recombinación disociativa que se da en esta región se ilustra mediante la

⁴ *Recombinación: serie de procesos mediante los cuales los iones son neutralizados.*

siguientes reacciones



La región E también cuenta con una componente menor de iones metálicos, de tiempo de vida largo, que son los responsables de la mayoría de los parches esporádicos de ionización que se superponen a la capa E normal. Estos parches esporádicos se observan principalmente a latitudes medias.

En la capa F1, localizada entre los 140 y los 200 km de altitud, el ion principal que se forma es el O^+ mediante la

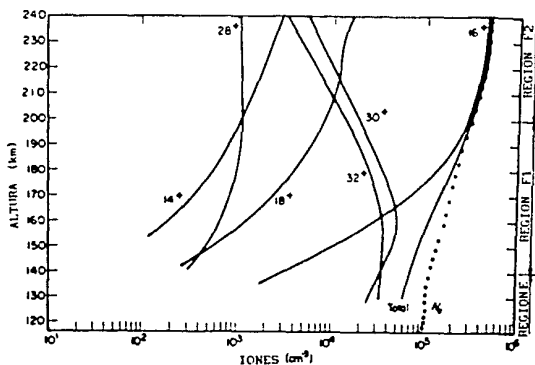
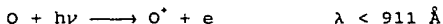


Figura 4.4. Concentraciones iónicas positivas durante el día. Los datos fueron obtenidos mediante un cohete que transportaba un espectrómetro. Las probables identificaciones de los números de masa iónicos son N^+ (=14⁺), O^+ (=16⁺), H_2O^+ (=18⁺-probablemente llevados por el cohete), N_2^+ (=28⁺), NO^+ (=30⁺), O_2^+ (=32⁺). Figura tomada de la referencia [15].

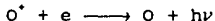
siguiente reacción



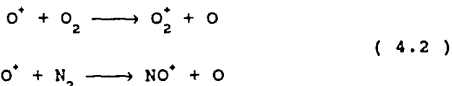
y, también, mediante la contribución de la reacción



La principal diferencia entre las regiones E y F1 es que el principal componente fotoionizado es distinto. Por lo tanto, las longitudes de onda ionizantes y su profundidad de penetración en la atmósfera son distintas. Además existe, a lo largo de F1, un cambio gradual vertical de los mecanismos de recombinación. Los iones atómicos que se producen inicialmente en la región F1 deben transferir su carga a otras moléculas antes de que puedan recombinarse. Esto se debe a que la recombinación radiativa, que les permitiría recombinarse directamente, es muy lenta; la recombinación radiativa se representa en la siguiente ecuación



Luego entonces, F1 se recombina por un mecanismo en dos pasos el primero es el intercambio átomo-ion, dado por la siguiente reacción



y el segundo paso es la recombinación disociativa dada por la ecuación (4.1).

En las partes altas de la región F1, el tiempo que dura un ion de O^* antes de ser destruido es de 60 segundos, mientras que el tiempo que dura el ion NO^* en el día es de 10 segundos. Por lo tanto, los iones atómicos dominan en esta parte de la región y el proceso descrito por la ecuación (4.2) constituye la limitante de

la recombinación de la región. En la parte baja de la región F1 (aproximadamente a 140 km de altitud), el tiempo que dura el O^+ disminuye en un factor de 10, mientras que los iones moleculares duran un poco más que en las partes altas de la región debido a que la densidad electrónica disminuye. En este caso, los iones moleculares predominan pese a que los átomos son los principales elementos fotoionizados, y la ecuación (4.1) describe el proceso que limita la recombinación. Por lo tanto, la recombinación cambia de ser limitada por la recombinación disociativa en la parte baja de la región F1 a ser limitada por el intercambio átomo-ion en la parte alta [15].

LA REGION F2

La máxima densidad electrónica de esta región se localiza a una altitud aproximada de 300 km. Durante el día, el perfil de

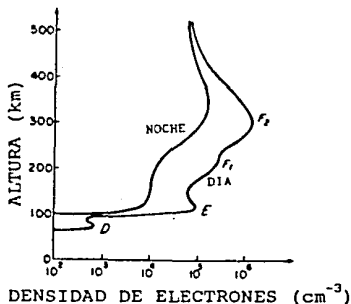


Figura 4.5. Densidad electrónica como función de la altura. Se muestran las curvas típicas para el día y la noche de las diferentes regiones. Se puede observar como las regiones F1 y F2 se unen en una sola región y como la región D desaparece. Las curvas varían considerablemente con la actividad solar, el número de manchas solares y la época del año. Figura tomada de la referencia [1].

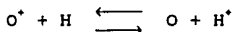
ionización de la región F2 cambia del perfil de la región F1 por 3 factores principalmente [15]:

- 1) La atmósfera se vuelve ópticamente más delgada a casi todas las radiaciones (i.e., la radiación sufre una menor absorción).
- 2) De los procesos 'intercambio átomo-ion' y 'recombinación disociativa', el primero se vuelve completamente dominante a grandes alturas para limitar la recombinación de la región.
- 3) La dinámica atmosférica de la región F2 es muy intensa.

Sin embargo, durante la noche las regiones F1 y F2 conforman una sola región F (o se puede decir que la región F1 desaparece) [1]. Ver figura 4.5.

Las tasas de las reacciones (tanto de la producción fotoquímica de iones como de la recombinación disociativa) bajan mucho en las regiones altas debido a la baja concentración de partículas, por lo que la vida media de los iones es suficientemente larga como para permitir que estos se distribuyan mediante difusión. Luego entonces, por arriba de los 300 km aproximadamente, la difusión se vuelve el proceso que controla la distribución vertical de las densidades de iones [1]. La baja concentración de partículas a estas alturas es lo que hace que el proceso de intercambio átomo-ion se vuelva el proceso limitante de la recombinación en esa parte de la región F.

En la región F2 se tienen iones de hidrógeno, H'. Como los potenciales de ionización del O y del H son iguales (hasta una pequeña fracción de las energías térmicas) se tiene la siguiente reacción en esta región de la ionosfera



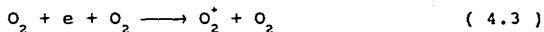
LA REGION D

Esta región se localiza entre los 75 y los 90 km de altitud, y solo se observa durante el día. Al ser la región más baja tiene una protección efectiva, dada por las regiones ionosféricas más altas, de la mayor parte de la radiación de longitud de onda corta del Sol. Tiene, además, una alta concentración de moléculas, lo

que hace que tenga características muy diferentes a las de las regiones más altas. La característica distintiva de la región D es su predominio de iones negativos. Esta característica se debe a la alta frecuencia de colisiones que se tienen entre las moléculas y los electrones, lo que provoca que los electrones se unan a las moléculas para formar iones negativos. En el caso de las regiones E y F, el camino libre medio de los electrones libres es mucho mayor y las colisiones con moléculas son poco frecuentes, por lo que estas regiones consisten primordialmente de iones positivos y electrones libres (los iones negativos que se tienen en estas regiones pueden ser despreciados). La química de los iones, tanto positivos como negativos, de la región D se complica por el gran número de reacciones que se dan en esta región debido a la relativamente alta presión [1].

Cuando la radiación solar llega a la altitud de la región D, la radiación con λ entre 1220 y 1800 Å ha sido gastada en disociar la molécula de O_2 , con $\lambda < 1026$ Å, en ionizar la misma molécula. La radiación con $\lambda > 1800$ Å ya no puede producir ionización a estas alturas. Sin embargo, en la zona comprendida entre 1020 y 1220 Å existen ciertas ventanas atmosféricas, i.e., intervalos en los que no se ha tenido absorción por arriba de la región D. En particular, una línea del hidrógeno, la llamada Lyman α , de $\lambda = 1216$ Å alcanza estas alturas a través de una de las ventanas y es capaz de ionizar el NO. Esta línea Lyman α es, por lo tanto, responsable en gran parte de la existencia de la región D [1].

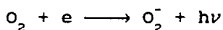
El O_2 , a diferencia del N_2 , forma un ion negativo estable. Estos iones se forman por la llamada unión electrónica de 3 cuerpos o de triple choque (el tercer cuerpo no reacciona, su papel es el de llevarse la energía cinética excedente liberada por la recombinación del electrón y la molécula)



(el tercer cuerpo de la reacción también puede ser N_2 pero entonces la tasa de producción de iones de la reacción es menor). Al igual que la presión, la concentración de O_2 y de M, el

llamado tercer cuerpo, disminuye rápidamente con el incremento de altura; por lo tanto, es de esperarse que los iones negativos se formen principalmente en las partes más bajas de la región D [1].

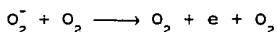
A densidades de O_2 de $\sim 10^{13}$ - 10^{14} cm^{-3} , el proceso de unión de 3 cuerpos adquiere mayor importancia que la unión radiativa, descrita por la siguiente reacción



Los electrones pueden ser removidos del O_2^- durante el día por fotoseparación (el proceso inverso del descrito en la ecuación anterior), como en



y durante el día y la noche por separación colisional, como en



Iones positivos y electrones se crean por fotoionización del N_2 y del O_2 producida por los rayos X con $\lambda < 6 \text{ \AA}$ provenientes del Sol [1]. Esta reacción se representa por



donde X representa tanto al N_2 como al O_2 .

El principal proceso de recombinación cuando los electrones están unidos a las moléculas formando iones negativos es la llamada neutralización mutua. Esta neutralización se representa mediante la siguiente reacción



Además de la recombinación por unión, descrita por la secuencia de ecuaciones (4.3) y (4.5), los electrones libres pueden desaparecer directamente por recombinación disociativa, descrita en la ecuación (4.1).

La química de los iones se complica con la hidratación de la atmósfera. Debido a su gran momento dipolar, el agua se puede unir tanto a iones positivos como a iones negativos, por lo que se pueden formar cúmulos de 3 o más moléculas de agua. La presencia de hidratación afecta la afinidad electrónica (el potencial de ionización) y las tasas de las reacciones de las moléculas.

DINAMICA ATMOSFERICA

El patrón de circulación atmosférico en cualquier instante siempre muestra un alto grado de complejidad. El movimiento del aire terrestre tiene ciertos rasgos característicos que constituyen una superposición de muchos elementos de menor escala de movimiento de aire. Sin embargo, es importante hacer notar que la atmósfera es un sistema no lineal en donde siempre existen interacciones entre sistemas de movimiento de diferentes escalas, por lo cual es imposible separar los movimientos de gran escala de los de pequeña escala. Si en algún momento se hace alguna separación, la misma lleva a imprecisiones en los resultados.

Si se toma en cuenta que por lo anterior se tendrá un cierto grado de imprecisión en los resultados, simplificaremos la explicación de la dinámica atmosférica terrestre al quitar algunos de los rasgos más pequeños del movimiento del aire mediante la realización de promedios temporales y longitudinales de algunas de las variables de la dinámica atmosférica. Esto es posible ya que los rasgos de menor escala del movimiento del aire tienen una extensión longitudinal muy limitada.

La distribución del promedio de temperatura tomada a lo largo de varios meses muestra que dentro de la tropopausa existe una disminución de la temperatura media en la dirección de los polos, excepto para un nivel de presión por arriba de aproximadamente 200 milibares en los trópicos (30°N y 30°S). Este gradiente de temperatura es más fuerte en invierno que en verano. En este caso, el transporte de energía térmica producida por el movimiento del aire tiene un papel muy importante en la explicación de estas características.

En 1935, G. Hadley fue el primero en describir el patrón

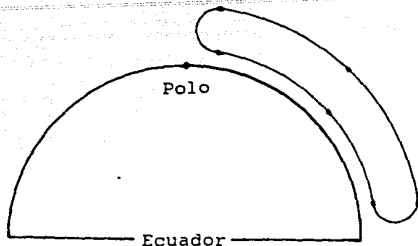


Figura 4.6. Celda Hadley. La celda Hadley que se muestra corresponde a la que sugirió Hadley en el año de 1735 en su primer modelo para describir la circulación atmosférica. Figura tomada de la referencia [1].

global de circulación de aire. La circulación Hadley es esencialmente una circulación térmica. Como el aire de menores latitudes tiene una temperatura mayor que a grandes latitudes, el aire tropical tiende a elevarse verticalmente y a moverse en dirección polar en la parte alta de la troposfera, mientras que el aire polar frío tiende a bajar y a moverse en dirección ecuatorial en la parte baja de la troposfera. El aire tropical caliente pierde mucha de su energía térmica a través de enfriamiento radiativo antes de llegar a la región polar a tomar el lugar del aire descendente frío que se desplaza hacia el ecuador. El aire frío proveniente del polo absorbe calor que el suelo irradia en las latitudes bajas y luego asciende en la zona ecuatorial [1]. Ver figura 4.6.

Este sistema de transporte balancea parte del exceso de energía radiante de la zona ecuatorial y el déficit de energía radiante de la zona polar.

Si el modelo de Hadley fuera enteramente cierto, entonces debería de existir un gradiente de presión del ecuador al polo (y, por lo tanto, una fuerza de gradiente de presión del polo al ecuador) en la baja troposfera y un gradiente de presión del polo

al ecuador en la parte alta de la troposfera.

La rotación de la Tierra tiende a desviar la dirección de los vientos en una dirección paralela a las isobaras⁵ para mantener un balance geostrofico. Esto implica que el viento en la troposfera tiene una componente hacia el este en su parte baja y una componente hacia el oeste en su parte alta. Debido a la fricción entre la superficie terrestre y la parte baja de la troposfera, el viento que viaja en la dirección este en la baja atmósfera constituye una transferencia constante de momento en la dirección oeste de la Tierra a la atmósfera. Este intercambio constante de momento angular entre la Tierra y su atmósfera no es permitido en un estado estable. Si la velocidad media del viento en la parte baja de la atmósfera tiene una componente en la dirección este en una región, entonces debe existir una componente hacia el oeste en otra región de tal forma que el intercambio de momento angular neto sea igual a cero en la atmósfera [1].

Como era de esperarse, existen diferencias entre la circulación Hadley y la circulación global observada. Por arriba del ecuador existe un cinturón de baja presión y cerca de los 30° de latitud norte y sur existen los cinturones subtropicales de alta presión. Entre el cinturón tropical de baja presión y el cinturón subtropical de alta presión existe un viento superficial orientado hacia el suroeste en el hemisferio norte y un viento orientado en la dirección noroeste en el hemisferio sur.

Entre los cinturones subtropicales de alta presión y los 2 cinturones de baja presión que se pueden encontrar alrededor de los 60° de latitud norte y sur, los vientos están primordialmente orientados hacia el este. Los polos son zonas de alta presión, en esta parte los vientos soplan hacia el oeste.

Los centros de baja presión en el ecuador y de alta presión en los polos eran los esperados por la circulación Hadley. Sin embargo, los centros de baja presión dados a los 60° de latitud eran inesperados.

⁵ *Isobaras: las líneas que, en una determinada superficie de referencia, unen los puntos de igual presión atmosférica.*

Además de la celda Hadley y de la celda Ferrel, existe una tercera celda situada sobre la región polar de muy débil circulación. En ella, el aire caliente asciende en la parte más caliente cercana a los 60° de latitud y desciende en la región fría cercana a los polos. Al igual que la celda Hadley, esta celda tiene una circulación conducida térmicamente.

La celda Hadley es mucho más fuerte en el invierno que en el verano. Durante el verano, la celda Hadley se desplaza hacia la región polar, situándose en la región comprendida entre los 15° y los 45° de latitud norte. Durante esta época, la rama ascendente de aire caliente de la celda Hadley del hemisferio sur se desplaza hasta los 15° de latitud norte. La celda Ferrel también se desplaza a la zona comprendida entre los 45° y 65° de latitud, mientras que en el invierno ocupa la región comprendida entre los 35° y los 75° de latitud [1].

Los vientos de la parte alta de la troposfera están orientados primordialmente hacia el oeste, excepto en la región comprendida entre los 15° norte y 15° sur.

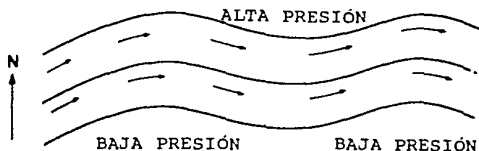


Figura 4.8. Corrientes parásitas o movimientos 'eddy'. Se muestra una corriente 'eddy' con crestas (los lugares en donde la corriente se acerca más al polo) y valles (los lugares en donde la corriente se aleja más de los polos). Si las parcelas de aire que se mueven hacia los polos son más calientes que las parcelas que se alejan de ellos, se genera un transporte térmico de energía hacia los polos, sin que exista un transporte neto de masa hacia los mismos. Figura tomada de la referencia [1].

Las celdas Hadley, al ser circulaciones de aire conducidas térmicamente, sirven para transporta energía calorífica hacia los polos para balancear el deficit de energía radiativa a altas latitudes. Sin embargo, este mecanismo tan sólo alcanza los 30° de latitud; por lo que el transporte de calor a latitudes más altas debe de ser llevado a cabo por otros mecanismos. Las celdas Ferrel no pueden llevar a cabo esta labor, ya que circulan en dirección contraria a la dirección de la circulación térmica. Para estas latitudes, el transporte de energía calorífica se lleva a cabo por movimientos de corrientes parásitas o movimientos 'eddy'.

El término corriente parásita o movimiento 'eddy' se utiliza para designar cualquier desviación del movimiento del aire de la circulación media. Las corrientes parásitas son componentes muy importantes de la circulación atmosférica global.

Existen muchas clases diferentes de corrientes parásitas, sólo daremos un ejemplo de una de ellas. Supongamos que tenemos una corriente parásita en el hemisferio norte que tiene líneas de corriente en un plano horizontal como las que se muestran en la figura 4.8. A las partes de las líneas de corriente que se acercan más al polo las llamaremos crestas y a las que se acercan más al ecuador las llamaremos valles. Del lado izquierdo de la cresta el viento circula hacia el este y hacia el norte, mientras que del lado derecho de la cresta el aire circula hacia el este y hacia el sur.

Si por alguna razón el aire que circula del lado izquierdo de la cresta es más caliente que el aire que circula del lado derecho de la cresta, se tiene una situación en que se mueve aire caliente hacia el norte y se mueve aire frío hacia el sur. El efecto neto de la situación es un transporte de energía térmica al norte sin un transporte neto de masa en esa dirección. La diferencia de temperatura en el aire que está a los lados de la cresta puede generarse por diversos factores. Por ejemplo, un mecanismo sería que el aire cercano a las crestas pierda energía calorífica mediante radiación, mientras que el aire cercano a los valles gane energía térmica del suelo más caliente en las regiones del sur.

La combinación de los patrones de circulación descritos en los párrafos anteriores dan como resultado la dinámica atmosférica

terrestre. Existen otros rasgos que influyen en la circulación del aire en la atmósfera, pero su explicación no es tan importante para poder formarnos una idea de la dinámica atmosférica.

CAMPO MAGNETICO

Existe entre los planetas una gran variedad en cuanto a su magnetización intrínseca. Aún cuando las características de los campos planetarios son totalmente distintas, se puede realizar una escala comparativa entre ellos por medio de algunos parámetros que se utilizan para identificar las propiedades de los campos magnéticos. Dentro de estos parámetros, el más importante es el momento magnético dipolar equivalente de cada planeta que produce intensidades magnéticas comparables a las medidas en su vecindad. En la tabla VIII se muestran los valores de los momentos dipolares magnéticos equivalentes de los planetas [16].

De la tabla VIII se puede observar que existe una jerarquización de los planetas, básicamente podemos distinguir dos tipos de ellos: los planetas magnéticos (Jupiter, Saturno, Urano y la Tierra) y los planetas no magnéticos (Mercurio, Venus y Marte). Es importante notar que pese a que la Tierra no posee un dipolo magnético equivalente tan grande, la magnetización esperada de su superficie es equiparable al valor de la esperada en Saturno y Urano. Esto se debe a que la intensidad magnética decrece como $(1/r^3)$ y, por lo tanto, es mucho menor mientras mayor es el radio

TABLA VIII

PLANETA	Momentos Magnéticos De Los Dipolos Equivalentes ₃ (Gauss cm ³)	Intensidad magnética esperada en su superficie (10 ⁻⁵ Gauss)	Radio Del Planeta (km)	Posición De La Magneto-Pausa (km)
Jupiter	1.5 x 10 ³⁰	400,000	71,000	7,000,000
Saturno	4.4 x 10 ²⁸	20,000	60,000	1,400,000
Urano	8.0 x 10 ²⁶	50,000	25,000	450,000
Tierra	8.2 x 10 ²⁵	30,000	6,380	66,000
Mercurio	2.4 x 10 ²²	160	2,440	3,000
Marte	- x 10 ²²	30	3,400	4,000
Venus	< x 10 ²¹	4	6,050	6,300

del planeta.

En nuestro caso, la importancia de la magnetización de los

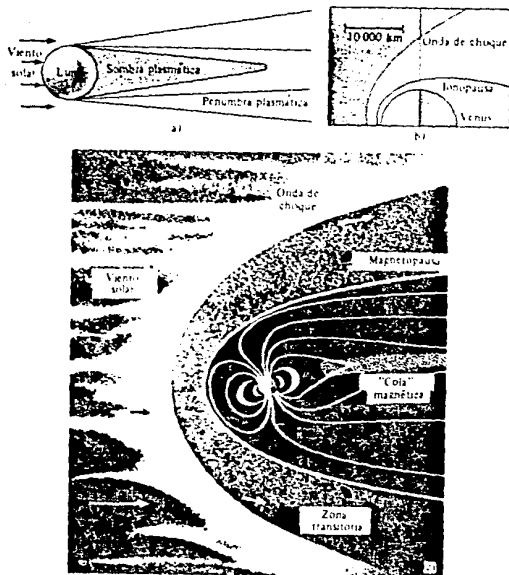


Figura 4.9. Tres variantes del contorno de los planetas y satélites por el viento solar. a) la Luna, sin atmósfera y sin campo magnético; b) Venus, con atmósfera y un campo magnético débil, por lo que el viento solar interactúa con su ionosfera directamente; c) la Tierra, con atmósfera y un campo magnético intenso que protege su atmósfera de la acción erosiva del viento solar. Figura tomada de la referencia [3].

planetas radica en el hecho de que los planetas magnéticos cuentan con un tipo de escudo magnético que los protege de la acción erosiva del viento solar. Aquellos planetas que no tienen un campo magnético que detenga al viento solar sufren un desgaste de su atmósfera debido a esta acción erosiva. Esto se puede notar principalmente en el caso de Venus, en donde el campo magnético es tan pequeño que prácticamente el viento solar incide directamente sobre la ionosfera del planeta, comprimiendo la ionosfera del lado día del planeta y deformándola hacia el lado noche. Esto provoca un arrastre de grandes nubes de material ionosférico hacia el espacio interplanetario, lo que constituye una pérdida importante de material atmosférico. Esto puede significar que, a lo largo de miles de millones de años, los planetas con un campo magnético débil pueden haber perdido grandes cantidades de algunos elementos. Por ejemplo, Marte casi no tiene agua actualmente, pese a que se cree que en los primeros años de su formación contaba con un aporte equivalente de este elemento muy parecido al que se tenía en la Tierra. Es probable que las moléculas de agua hayan sido fotodisociadas y ionizadas por la radiación solar, y que, posteriormente, estas partículas hayan sido arrastradas al espacio interplanetario por la acción erosiva del viento solar. De esta forma, el agua que se tenía en el planeta se perdió en el espacio. Un caso similar se tiene para el caso de el planeta Venus. Ver figura 4.9.

LAS CAPAS ATMOSFERICAS DE VENUS

Hasta hace tan sólo un cuarto de siglo, las nociones que se tenían de la atmósfera de Venus eran equívocas. Pese a que desde el año de 1761 M.V. Lomonósov estableció que Venus tenía una atmósfera potente, fue hasta el año de 1975 cuando los módulos de descenso de las estaciones automáticas interplanetarias Venus-9 y Venus-10 (URSS) efectuaron un descenso suave sobre la superficie del planeta y transmitieron a la Tierra las primeras fotografías de la superficie de otro planeta, con lo que abrieron el camino hacia el conocimiento de Venus. Tres siglos de observaciones únicamente habían revelado que el planeta estaba cubierto por una

capa de nubes aparentemente uniforme, pero en los años 1978-1979 el módulo de descenso americano Pionero-Venus descubrió muchos tipos de relieve que son característicos de un planeta geológicamente activo. Hoy en día, las observaciones se extienden hasta las longitudes de onda del ultravioleta. Además, la información obtenida mediante otras naves ha dado una visión más amplia del planeta en general [3]. Tal es el caso de la nave Magallanes, lanzada en abril de 1989, que ha mandado fotos de Venus que superan en diez veces la calidad de cualquier otra que se haya tomado anteriormente.

COMPOSICION

Actualmente se sabe que el 96% de la atmósfera de Venus está constituida de bióxido de carbono; el resto está formado por nitrógeno (3%) y pequeñas cantidades de otras sustancias. La tabla IX muestra los volátiles contenidos en la atmósfera de Venus. La presión atmosférica a nivel superficial es de 92 bares, por lo que su atmósfera es 92 veces más masiva que la atmósfera terrestre (esta es la presión que se encuentra en un oceano terrestre a una profundidad de aproximadamente 1 km) [17].

En la atmósfera de Venus, las nubes forman capas continuas y densas a una altitud que varía de 45 a 60 km (la Tierra está cubierta en la mitad de su totalidad por nubes que se sitúan a una altura menor de 10 km). Una tenue neblina se extiende hasta los 80-90 km de altitud. Se han distinguido tres capas de nubes en base a la concentración y al tamaño de las partículas que están suspendidas en ellas. Las únicas partículas identificadas son gotas líquidas formadas de ácido sulfúrico y agua [17]; por cada molécula de H_2O se tiene una molécula de H_2SO_4 . El color amarillo de la atmósfera se le atribuye principalmente al contenido de azufre de la misma. Las partículas de la capa nubosa prácticamente no absorben la luz solar, lo que garantiza que la transparencia de las nubes sea elevada para la luz difusa. Esto mismo hace que las nubes de Venus tengan una capacidad reflectora elevada. El albedo

TABLA IX

GAS	CONTENIDO VOLUMÉTRICO
Hidrógeno, H ₂	10 ⁻³
Oxígeno, O ₂	10 ⁻³
Ozono, O ₃	-
Nitrógeno, N ₂	3.5
Azufre, S	2 x 10 ⁻⁶
Bióxido de carbono, CO ₂	96.5
Vapor de agua, H ₂ O	2 x 10 ⁻³
Monóxido de carbono, CO	3 x 10 ⁻³
Metano, CH ₄	< 10 ⁻⁴
Amoniaco, NH ₃	< 2 x 10 ⁻⁴
Bióxido de azufre, SO ₂	1.5 x 10 ⁻²
Cloruro de hidrógeno, HCl	4 x 10 ⁻⁵
Fluoruro de hidrógeno, HF	5 x 10 ⁻⁷
Acetileno, C ₂ H ₂	< 10 ⁻⁶
Etano, C ₂ H ₆	< 10 ⁻⁶
Fosfina, PH ₃	-
GASES INERTES:	
He	10 ⁻²
Ne	1.3 x 10 ⁻³
Ar	1.5 x 10 ⁻²
Kr	2 x 10 ⁻⁶
Xe	-
Masa Molecular	
Relativa Media	43.5

Tabla IV. Composición química de la atmósfera de Venus.

El guión en la tabla significa ausencia de datos.

esférico⁷ del planeta es igual a 0.75, que es el mayor del Sistema

⁷ Albedo esférico: es la parte de la energía solar reflejada por el planeta. Se representa por:

$$A_s = \phi / \phi_0$$

donde ϕ es el flujo dispersado en todas direcciones y ϕ_0 es el flujo incidente de la luz solar.

Solar; por lo que Venus recibe menos calor del Sol que la Tierra. Su temperatura efectiva también es menor, $\bar{T}_e = 230$ K (en la Tierra $\bar{T}_e = 249$ K) [3].

ESTRUCTURA TERMICA

La atmósfera de Venus está bien caracterizada por la forma como cambia la temperatura con la altura. De acuerdo a sus propiedades térmicas, la atmósfera se divide en dos capas. En la capa baja, que se extiende desde la superficie del planeta hasta una altura de cerca de 100 km, la temperatura disminuye con la altura. Esta capa atmosférica constituye la troposfera, y es mucho más gruesa que en la Tierra y que en Marte⁸. La temperatura atmosférica desciende a razón de 10 K por kilómetro de altura a través de casi toda la extensión de la troposfera. En la superficie, la temperatura media es de $\bar{T}_s = 735$ K (462°C); esta temperatura cambia muy poco con la variación del día y la noche debido a que la atmósfera baja es tan densa que posee una alta inercia térmica, esto es, puede almacenar una gran cantidad de calor. Las variaciones en la temperatura media por cambios diurnos se empiezan a notar hasta la altura en donde se encuentran situadas las nubes [17]. Ver figura 4.10.

Las altas temperaturas de la parte baja de la atmósfera no se pueden atribuir simplemente a la cercanía del planeta al Sol. Debido a la propiedad reflectora de la capa de nubes, sólo una pequeña porción de la luz solar incidente logra atravesar la capa y llega a la superficie del planeta. Se podría pensar que una atmósfera tan densa como la de Venus no dejaría llegar a la superficie la poca luz solar que logra atravesar la capa de nubes; sin embargo, la gran cantidad de fotones solares reiteradamente dispersos permiten un nivel de iluminación elevado. En la parte

⁸ Es conveniente mencionar que algunos investigadores consideran que la región de declinación monotónica de la temperatura dada entre los 65 y 100 km de altitud constituye una capa atmosférica diferente de la troposfera. Los que así piensan, le llaman a esta capa intermedia la mesosfera.

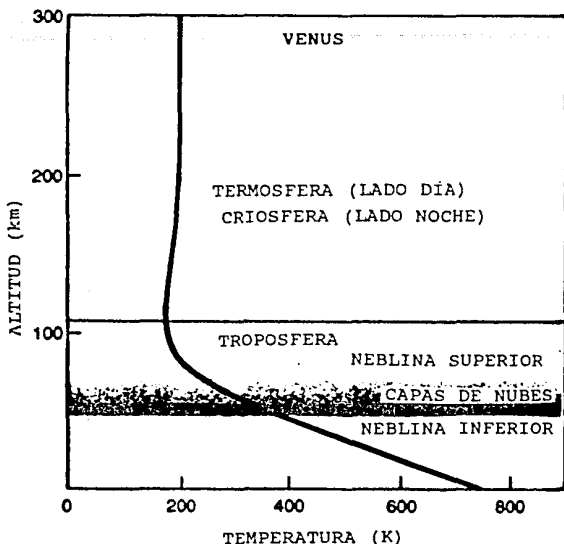


Figura 4.10. Capas atmosféricas de Venus. La figura muestra la división térmica de la atmósfera de Venus y la variación de la temperatura promedio del planeta con el cambio de altura. Figura tomada de la referencia [17].

visible del espectro no se tienen bandas de absorción, por lo que los fotones deambulan libremente en la atmósfera, saliendo a través de sus límites superior e inferior. De esta forma 2% de la radiación solar logra llegar a la superficie. Esta radiación, por sí sola, no sería suficiente para dar la temperatura media superficial (462 K) de Venus, pero sí contribuye, poco a poco, a reforzar el efecto invernadero del planeta. La atmósfera está compuesta de bióxido de carbono, vapor de agua y otras partículas que forman a las nubes. Todos estos elementos son buenos absorbedores de la emisión infrarroja proveniente del suelo del planeta, y contribuyen, en gran forma, a que el calor quede

atrapado en la troposfera [17]. La diferencia de temperaturas entre la temperatura media superficial \bar{T}_s y la temperatura efectiva del planeta \bar{T}_e es de $\delta T = 505$ K. Esta temperatura es la que aporta el efecto invernadero del planeta [3]. Este aporte tan fuerte de temperatura dado por el efecto invernadero es lo que hace que la temperatura superficial de Venus sea tan alta.

Por arriba de la troposfera se encuentra otra capa atmosférica mucho más ligera. Esta capa es la termosfera. La termosfera es calentada directamente durante el día por la radiación ultravioleta proveniente del Sol, por lo que su temperatura aumenta conforme aumenta la altura. En la Tierra, la termosfera existe durante el día y la noche, ya que la lenta rotación de la atmósfera con el planeta lleva la parte alta de la atmósfera, que fue calentada durante el día, al lado noche del planeta. Sin embargo, en el lado noche de Venus, la termosfera desaparece. Después de la puesta del Sol, la parte alta de la atmósfera se enfría rápidamente a temperaturas por debajo de las que se tienen en la troposfera. Esta desaparición de la termosfera fue descubierta por la misión Pionero. Aún no se conoce una explicación a este comportamiento. La atmósfera de Venus rota lo suficientemente rápido como para llevar calor de la parte día a la parte noche del planeta, sin embargo este calor se pierde de alguna u otra manera. A la parte fría de la parte alta de la atmósfera de Venus se le llama la criosfera [17].

Existen dos diferencias básicas entre las atmósferas de Venus y de la Tierra: la primera es que la parte baja de la atmósfera de Venus es caliente y su parte alta es fría, mientras que en la Tierra ocurre al revés, la parte baja de la atmósfera es fría y la parte alta es caliente (esto se debe a que la parte baja de la atmósfera de la Tierra no es tan masiva por lo que no le es posible sostener un efecto invernadero tan fuerte como en el caso de Venus); la segunda diferencia es que la atmósfera de la Tierra tiene una región intermedia en la que la temperatura alcanza un máximo local (el calentamiento resulta de la absorción de la radiación ultravioleta proveniente del Sol por una capa rica en ozono).

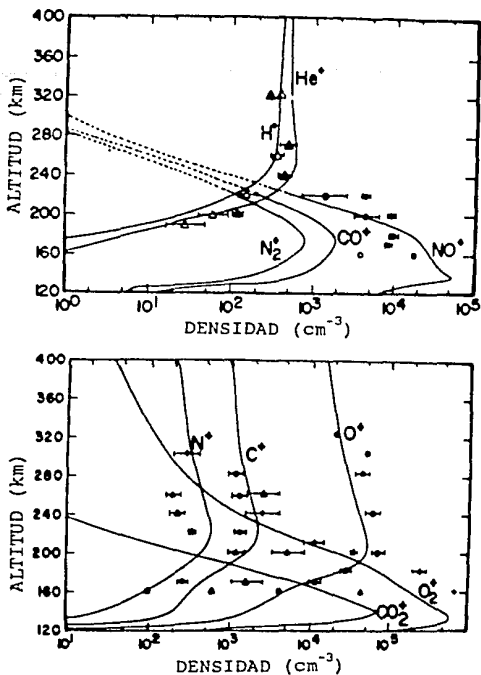


Figura 4.11. Densidades iónicas en el lado día calculadas para Venus. Los puntos indican las mediciones tomadas por los vehículos espaciales; mientras que las curvas son el resultado de cálculos teóricos. Figura tomada de la referencia [15].

IONOSFERA

Al igual que la Tierra, Venus posee una región con una distribución de densidad electrónica llamada la ionosfera. Esta región constituye una zona ocupada por moléculas y átomos ionizados y electrones libres producidos por la ionización de la radiación ultravioleta proveniente del Sol. Venus alcanza su

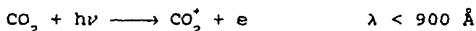
máxima concentración electrónica a los 150 km de altura. Durante el día la concentración electrónica, en la región del máximo, es de casi $3 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$, mientras que por la noche esta concentración resulta de un orden inferior [3].

Las composiciones de las termósferas de Venus y Marte son casi iguales: contienen CO_2 y los productos de su disociación O y CO, así como un pequeño porcentaje de N_2 . En la figura 4.11 se muestran las densidades iónicas del lado día del planeta, medidas por el Pionero Venus y el Vikingo, junto con los resultados teóricos obtenidos.

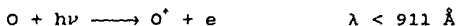
Básicamente la ionosfera de Venus, al igual que la ionosfera de Marte, es una región que puede ser descrita mediante un perfil de Chapman (ecuación (1.15)). Debido a que el CO_2 permanece como componente dominante muy por arriba de los máximos de las capas, este compuesto constituye la principal fuente de ionización a grandes alturas. La fotoionización del CO_2 en Venus corresponde directamente a la ionización de O_2 y N_2 en la región E de la Tierra; por lo tanto, la física ionosférica indica que Venus tiene una ionosfera de tipo E. Sin embargo, en Venus no se tiene un ion atómico que tome el papel que el O^+ hace en la Tierra.

En Venus y Marte, existen regiones F2 dominadas por O^+ en equilibrio difusivo; sin embargo, no existen máximos para estas regiones. Que la ionosfera de Venus corresponde a un perfil de Chapman ha sido verificado por la variación del máximo de la altura y de la densidad electrónica con el ángulo cenit solar.

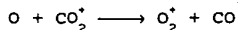
La producción de iones se produce por la siguiente reacción



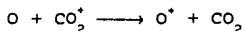
y por la reacción



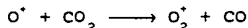
El principal ion atmosférico es el O_2^+ , que se forma rápidamente por el intercambio átomo-ion. Este intercambio lo representa siguiente reacción



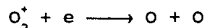
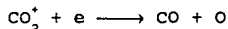
También se puede formar por transferencia de carga, como en



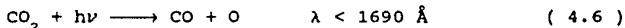
seguida rápidamente de



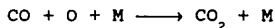
Tanto el O_2^+ como el CO_2^+ desaparecen por recombinación disociativa, como se muestra en las siguientes ecuaciones



La disociación de CO_2 en las termosferas de Venus y Marte es muy modesta en comparación con la disociación de O_2 en la Tierra. La disociación de CO_2 se da en casi todo evento de ionización, y también mediante un proceso directo, descrito por la siguiente reacción

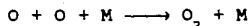


La recombinación, que es el proceso inverso de la reacción anterior, es un proceso con una tasa de producción muy baja. Este proceso se describe por



en donde M juega el papel de tercer cuerpo encargado de llevarse el excedente de energía.

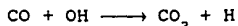
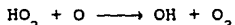
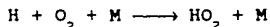
Si no existe un proceso de recuperación de CO_2 más eficiente, el oxígeno producido por la reacción (4.6) se volvería lo suficientemente abundante para asociarse por sí mismo mediante la reacción



que estaría balanceada por



por lo que uno esperaría encontrar grandes cantidades de O, CO y O₂ en las partes altas de las atmósferas de Venus y Marte. En su lugar, lo que sucede es un rápido transporte descendente de los productos hacia bajas altitudes dado por corrientes parásitas (corrientes 'eddy'). Una vez que el O y el CO han sido transportados a bajas altitudes, entonces se pueden asociar catalíticamente con ayuda de la química del OH. Este ciclo opera principalmente a alturas de entre 20 y 30 km, y está descrito por el siguiente conjunto de reacciones



Pese a que el oxígeno es importante en la química ionosférica, su ionización directa es insignificante, excepto a muy grandes altitudes.

Uno de los hechos más importantes verificados por los Marineros Venus es la existencia de una ionosfera con un máximo de 10^4 cm^{-3} a una altitud de 140 km en el lado noche de la atmósfera de Venus. Venus tiene un periodo de rotación de 244.3 días terrestres; su rotación se realiza en dirección oeste o retrógrada (la dirección de su rotación es contraria a la de su movimiento de traslación). Su periodo de traslación es de 225 días. Puesto que estos dos periodos son muy parecidos en magnitud y son opuestos en dirección, durante una revolución al Sol, en Venus se observan dos

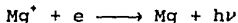
salidas y dos puestas de éste [3]. Un día solar en Venus dura 117 días = 1.01×10^7 s.

De los datos anteriores se puede notar que una partícula que pasa del terminador⁹ al lado noche de Venus estará mucho tiempo sin recibir radiación solar. Sin embargo, el lado día del planeta contiene predominantemente iones moleculares positivos, como el O_2^+ y el CO_2^+ que se recombinan con electrones libres por recombinación disociativa, como se ilustra en la ecuación (4.4), y en pocos días decaen a una concentración muy por debajo de los máximos ionosféricos medidos en el lado noche. Por ejemplo, si se tiene una densidad de O_2^+ y CO_2^+ de $\sim 5 \times 10^5$ cm⁻³ en el terminador, después de un periodo de cuatro días se tendrá que esta densidad de iones habrá bajado a 10^2 cm⁻³; por lo que si estos iones fueran los únicos que formarían la distribución electrónica del lado noche de Venus, nunca se obtendría el valor del máximo medido.

Para mantener esta ionización del lado noche del planeta es necesario transportar la ionización del lado día muy rápidamente, tener un componente iónico que no se recombine tan rápido o crear ionización directa en el lado noche. De las medidas obtenidas por el Pionero Venus, se ha observado que en el lado noche al parecer existen iones metálicos, como el Mg^+ , el Na^+ , el Si^+ y el Fe^+ .

La ionización metálica se puede producir por transferencia de carga del lado día y posterior transportación por rotación al lado noche, o puede ser producida por la acción de los meteoritos. Iones metálicos como éstos se forman en la parte baja de la ionosfera terrestre como resultado de la ablación meteórica. En la Tierra, estos iones forman probablemente un tipo de región E esporádica vista a latitudes medias.

Los iones metálicos se recombinan por recombinación radiativa, como en

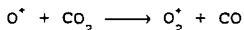


Si la recombinación radiativa va a ser el proceso que limita

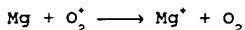
⁹ Terminador: es la línea que divide en los cuerpos celestes a las partes iluminadas por el Sol de las partes oscuras.

la neutralización de los iones metálicos, entonces será necesario que ni los iones positivos transfieran su carga a una molécula, ni que sean neutralizadas por asociación con un ion metálico.

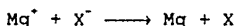
Los iones metálicos no transfieren su carga a otros componentes debido a su bajo potencial de ionización. Por el otro lado, el O^+ no subsiste mucho tiempo en el lado noche debido al rápido intercambio de carga, dado por



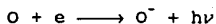
lo que le da un tiempo de vida de menos de 0.1 segundos. Los iones metálicos toman su carga en el lado día del planeta por transferencia de carga exotérmica, descrita en la siguiente reacción



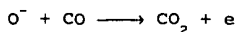
Es importante que no se formen iones negativos rápidamente. De no ser así, los electrones libres se depletarían y los iones positivos desaparecerían por neutralización mutua, como en



El ion negativo más importante que se forma en Venus es el O^- mediante la unión radiativa, descrita en la siguiente reacción



Pero como el oxígeno es un componente atmosférico menor, entonces la tasa de formación del O^- es pequeña; además, una vez que se forma, se destruye en segundos por la siguiente reacción



Si en dado caso, el O^- pierde su carga por transferencia de carga, como en



entonces se tendrá una mayor densidad de X^- que de O^- , con la condición de que el progenitor neutro tenga una proporción de mezcla $[X]/[CO_2] \geq 10^{-4}$. En este caso, la neutralización mutua se vuelve más importante que la recombinación radiativa en el proceso de remover iones metálicos de la atmósfera. Nunca se ha verificado si el compuesto X existe, ya que resulta que los iones principales del lado noche de Venus no son metálicos, sino que son predominantemente O_2^+ , con un máximo de 10^4cm^{-3} . A bajas latitudes los iones NO^+ y CO_2^+ se vuelven importantes. Mientras que a alturas de más de 160 km, el O^+ se vuelve el ion más importante.

DINAMICA ATMOSFERICA

En la troposfera de Venus, las variaciones verticales de temperatura son mucho más grandes que las variaciones horizontales. Las mayores diferencias latitudinales fueron detectadas a la altura de las nubes. Las temperaturas más altas se detectaron por una sonda espacial a la altura del ecuador del planeta. La explicación de este patrón en Venus es la misma que en el caso de la Tierra: en la zona ecuatorial de cada planeta, la radiación del Sol entra a la atmósfera en ángulos casi perpendiculares a la superficie, por lo que la cantidad de energía por unidad de área es mayor en la región ecuatorial.

Entre los 70 km y el comienzo de la parte alta de la atmósfera a los 100 km de altitud, el gradiente de temperatura del ecuador al polo se invierte. Por lo tanto, a estas alturas, las regiones polares son más calientes que el ecuador. Un evento similar ocurre en la atmósfera terrestre, en donde se tiene que el invierno polar es la parte más caliente de la parte media de la atmósfera. En ambos casos, no se ha encontrado una explicación [17].

Las variaciones de la temperatura con respecto a la longitud en la troposfera de Venus son mucho más pequeñas que con respecto a la latitud. Esto fue mostrado con algunas pruebas realizadas por la misión Pionero, la cual entró a la atmósfera a la misma latitud

(30° sur) pero con una diferencia de 110° de longitud. Las diferencias de temperatura nunca fueron mayores de 5 K. Las menores diferencias se tuvieron entre los primeros 20 km debido a la inercia térmica de la parte baja de la atmósfera. Pese a que las diferencias de temperatura horizontal son pequeñas, ellas deben de ser la fuente de las fuerzas que realizan los movimientos atmosféricos [17]. Debido a que el ecuador se calienta más que los polos, y si se toma en cuenta que la radiación infrarroja que irradia el planeta es casi la misma a cualquier latitud, el desbalance entre la energía solar entrante y la energía solar saliente provoca movimientos atmosféricos que acarrear calor del ecuador a los polos. De igual forma que en el caso de la Tierra, el transporte de calor se realiza mediante celdas Hadley. El transporte superior de aire se lleva a cabo al nivel de las nubes, entre 45 y 60 km de altitud, debido a que la mayor absorción de energía solar ocurre ahí.

Uno de los factores más importantes para analizar la circulación de la celda Hadley es el gradiente adiabático, que representa el enfriamiento o calentamiento que sufre una parcela atmosférica como resultado de la expansión o contracción al desplazarse. Si una parcela entra en una región de menor presión, se expande y se enfría. Si la parcela está más fría que sus alrededores, se vuelve más pesada y tiende a bajar a su nivel original; pero si está más caliente que sus alrededores, seguirá subiendo. La primera opción da una atmósfera estable, mientras que la segunda opción da una atmósfera que permite el transporte de calor por convección.

Para evaluar la estabilidad de una atmósfera es necesario comparar la proporción a la que cambia la temperatura con la altura y el enfriamiento adiabático. Si el segundo es menor, la atmósfera es inestable. En Venus, se observa una capa estable de 20 km de espesor justo debajo de las nubes, lo cual hace dudar que exista una sola celda Hadley que se pueda extender desde la superficie hasta las nubes. Es posible que exista otra celda Hadley cerca de la superficie; si esta celda existe, entonces deben de existir por lo menos 3 celdas Hadley (una más en dirección contraria y situada en medio de las otras dos). Si no

existen las otras dos celdas Hadley, entonces la energía solar que le llega a la superficie se debe de transportar a los polos por medio de corrientes parásitas [17].

Debido al movimiento rotacional tan lento del planeta, se esperaría que la circulación atmosférica se debiera únicamente a la circulación norte-sur (esto porque las diferencias de estación son mínimas ya que la órbita de Venus es casi un círculo y su eje de rotación es casi perpendicular al plano de la órbita). Inesperadamente, el movimiento atmosférico no se debe únicamente a la circulación norte-sur, ya que ésta se ve opacada por un viento de circulación este-oeste. Este viento comienza a una altura de 10 km y se extiende hasta cerca de los 90 o más kilómetros. Por arriba de la altitud a la cual se encuentran las nubes, la velocidad del viento aumenta con la altitud (a 30 km su velocidad es de 30 m/s, mientras que a 60 km su velocidad es de 100 m/s). A una velocidad de 100 m/s, el viento da una superrotación de 4 días de las marcas ultravioletas de las nubes, esto es, el viento le da una vuelta completa al planeta en 4 días. Por debajo de las nubes, la velocidad del viento decrece rápidamente con la altura; a los ~ 5-10 km de altitud, su velocidad es de tan sólo 10-20 cm/s. A esa altura, la superrotación del viento este-oeste, junto con la celda Hadley, da una configuración de vértice que converge en los polos.

En las partes altas de la troposfera, el efecto de superrotación del viento hacia el oeste se puede deber al efecto de la *flama móvil*. Este efecto puede ser el que transfiera momento angular de la superficie del planeta a la atmósfera. Si imaginamos que tenemos una flama quieta bajo un recipiente que contiene un fluido, después de un determinado tiempo se desarrollará una celda convectiva en la que el fluido que está directamente por encima de la flama subirá, mientras que el fluido de los alrededores bajará. Como la flama está inmóvil, tanto el fluido ascendente como el descendente de la celda convectiva se moverán verticalmente. Si ahora hacemos que la flama se mueva continuamente de la izquierda a la derecha por debajo del recipiente, entonces la parte baja de la celda convectiva se desplazará hacia la derecha, el fluido ascendente se moverá hacia

la izquierda mientras sube y el fluido descendente se moverá hacia la derecha mientras baja. Estos efectos se refuerzan uno al otro, y al final el fluido entero tiene a moverse hacia la izquierda. El resultado final es que el fluido se mueve en la dirección opuesta de la que tiene la flama. Debido a que Venus rota hacia el oeste, el Sol se mueve hacia el este, dando de esta forma un patrón de superrotación hacia el oeste [17].

En Venus, la atmósfera corresponde a un balance de fuerzas distinto al de otros planetas. En la Tierra, el viento que se mueve en dirección polar se ve balanceado por la fuerza de Coriolis; pero en Venus, debido a su lenta rotación, la fuerza de Coriolis es despreciable. Aquí lo que sucede es que el viento que viaja de este a oeste se ve balanceado por la fuerza centrífuga que tiende a expulsar la parcela de aire del eje de rotación del planeta.

CAMPO MAGNETICO

Venus es un planeta con un campo magnético débil. Esto lo que ocasiona es que el viento solar pueda interaccionar directamente con su ionosfera, lo que provoca su erosión y, por consecuencia, su desgaste al arrastrar grandes nubes de material ionosférico al espacio interplanetario. Para conocer más datos del campo magnético de Venus, se puede volver a checar la sección de campo magnético correspondiente a la Tierra.

LAS CAPAS ATMOSFERICAS DE MARTE

La escala de altitud de Marte es $H = 10.6$ km, por lo que casi dos terceras partes de su masa atmosférica se encuentran concentradas en los primeros 10.6 km de su atmósfera. La presión atmosférica media del planeta es tan baja, 6.1 milibares, que el agua se evapora instantáneamente en su superficie.

COMPOSICION

Los principales componentes atmosféricos de Marte son el

TABLA X

GAS	CONTENIDO VOLUMÉTRICO
Hidrógeno, H ₂	*
Oxígeno, O ₂	0.1
Ozono, O ₃	10 ⁻⁵
Nitrógeno, N ₂	2.5
Azufre, S	no existe
Bióxido de carbono, CO ₂	95.0
Vapor de agua, H ₂ O	0 - 0.2
Monóxido de carbono, CO	0.08
Metano, CH ₄	4 x 10 ⁻⁴
Amoniaco, NH ₃	< 10 ⁻⁵
Bióxido de azufre, SO ₂	10 ⁻⁶
Cloruro de hidrógeno, HCl	< 10 ⁻⁵
Fluoruro de hidrógeno, HF	< 10 ⁻⁷
Acetileno, C ₂ H ₂	< 5 x 10 ⁻⁴
Etano, C ₂ H ₆	< 4 x 10 ⁻⁴
Fosfina, PH ₃	*
GASES INERTES:	
He	*
Ne	*
Ar	1.5
Kr	3 x 10 ⁻⁵
Xe	8 x 10 ⁻⁶
Masa Molecular Relativa Media	43.5

Composición química de la atmósfera de Marte.

* no se tiene información.

bióxido de carbono, que constituye un 95% del total de la atmósfera, (y que sin embargo es tan sólo 3 centésimas del bióxido de carbono que hay en la atmósfera de la Tierra); el nitrógeno, que constituye el 2.7%, y el argón, que representa el 1.6%. La

cantidad de vapor de agua que existe en la atmósfera marciana es tan pequeña que si se condensara para formar un oceano que cubriera enteramente la superficie del planeta, este oceano tan solo tendría una profundidad de 10 a 20 micras. También el contenido de nitrógeno es muy bajo, 200 veces menos de lo que se esperaría en proporción a lo que se tiene en la Tierra. Al igual que los demás planetas y a diferencia que la Tierra, Marte no tiene oxígeno en forma molecular, O_2 .

La composición química actual de la atmósfera de Marte se muestra en la tabla X.

ESTRUCTURA TERMICA

Al igual que en el caso del planeta Venus, su atmósfera se encuentra dividida en dos partes debido a sus características térmicas: la troposfera y la termosfera. Ver figura 4.12.

La troposfera es una subdivisión que se caracteriza porque es la parte de la atmósfera que se calienta principalmente por el efecto invernadero. El calentamiento provisto por este efecto es de 3 K, lo cual es muy bajo comparado con el caso de la Tierra. Esto se debe a la baja presión atmosférica de Marte [3].

Como el 95% de la atmósfera marciana está constituida por bióxido de carbono, que es un gas de efecto invernadero, se tiene que la temperatura de la troposfera de Marte va a depender en gran parte de este efecto. En esta capa atmosférica, la temperatura desciende conforme aumenta la altura. Tiene una extensión promedio de unos 180 kilómetros de altura. De la misma forma que para el caso de los otros dos planetas, a la región que marca la división entre las dos capas atmosféricas existentes en Marte se le llama la tropopausa [17].

La termosfera es la segunda capa atmosférica que corresponde a la parte alta de la atmósfera. En esta capa la atmósfera se calienta directamente por la absorción de la radiación proveniente del Sol, y, por lo tanto, su temperatura aumenta conforme aumenta la altura. Comparada con la de la Tierra, la termosfera marciana es relativamente fría, solamente tiene una temperatura de 300 K

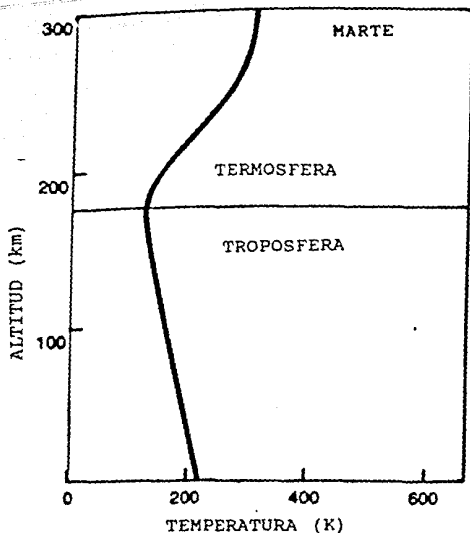


Figura 4.12. Capas atmosféricas de Marte. La figura muestra la división térmica de la atmósfera marciana y la variación de la temperatura promedio del planeta con el cambio de altura. Figura tomada de la referencia [17].

(27°C). Esto se debe al igual que Venus, a la emisión de moléculas de CO₂ [3].

Finalmente, se tiene a la exosfera, que marca el cambio gradual entre la atmósfera de Marte y el espacio interplanetario, tiene situada su base a a una altura aproximada de 260 km.

IONOSFERA

Marte también posee una ionosfera con su respectiva densidad electrónica. Su máxima densidad electrónica se encuentra a una altura de 150 km. Su concentración electrónica es de 100,000

electrones por centímetro cúbico en el día, y de 10,000 electrones por cm^3 durante la noche. Este valor es muy bajo comparado con la densidad electrónica terrestre que es de un millón de electrones por centímetro cúbico [3].

Como ya se había mencionado en la parte correspondiente a Venus, la ionosfera de Marte se puede describir por medio de un perfil de Chapman (ecuación (1.15)). Esto está sustentado por la variación diaria de la altura y de la densidad electrónica del máximo. Los rayos X y la radiación ultravioleta, que son absorbidas por componentes atmosféricos menores, se depositan a alturas menores que la de la región E; esto produce un incremento de la ionización que genera una segunda región E.

Los demás detalles correspondientes a la ionosfera de Marte se pueden checar en la sección de la ionosfera de Venus.

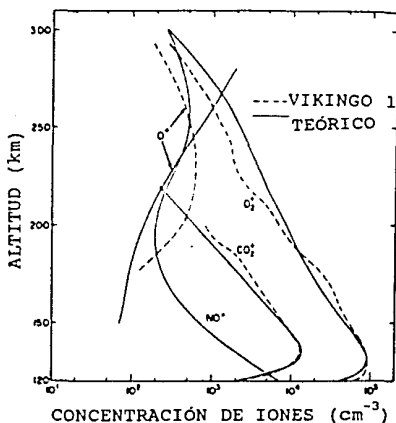


Figura 4.13. Densidades iónicas de Marte. Las líneas punteadas indican las observaciones hechas por el Vikingo, mientras que las líneas continuas indican las perfiles calculados teóricamente. Figura tomada de la referencia [15].

El patrón de circulación de vientos de Marte se realiza mediante una celda Hadley como la que se describió para el caso de la Tierra.

En Marte, la velocidad de los vientos es de tan sólo unos cuantos metros por segundo. Sin embargo, hay épocas en que estos vientos pueden alcanzar velocidades comprendidas entre los 40 y 50 m/s; en este caso, el viento puede levantar partículas de polvo de la superficie formando grandes nubes que pueden llegar a ocupar toda la superficie del planeta. Estas tormentas globales de polvo son un fenómeno único de Marte.

La atmósfera del planeta nunca se libra enteramente de las partículas de polvo, sus épocas de mayor claridad son durante la primavera y el verano del hemisferio norte. Las fotografías tomadas por las cámaras de la misión Vikingo en estas épocas presentan un cielo de un color amarillo rosado debido a la dispersión que sufre la luz solar por la presencia del polvo en la atmósfera. Durante el otoño y el invierno del hemisferio norte, la opacidad de la atmósfera aumenta, lo que indica el comienzo de las grandes tolvaneras globales. Algunas de estas tolvaneras llegan a alcanzar los 40 km de altura, lo que hace imperceptibles los rasgos del planeta. Como no hay lluvias, las partículas de polvo pueden permanecer en la atmósfera durante semanas, llegando a permanecer en algunas ocasiones hasta varios meses.

Las grandes tolvaneras globales de Marte se dan principalmente durante el otoño y el invierno del hemisferio norte del planeta. Los investigadores Richard W. Zorek, Conway B. Leovy y James B. Pollack han propuesto que las grandes tolvaneras se deben a una retroalimentación entre los vientos superficiales del planeta y el polvo atmosférico. Según su teoría, el polvo, que es elevado por los vientos, tiende a aumentar la intensidad de estos mismos vientos debido a que absorbe la radiación solar incidente, lo que calienta directamente a la atmósfera. A su vez, los vientos, que son conducidos por la fuerte diferencia de temperaturas que se genera entre distintas partes de la atmósfera, forman pequeñas tolvaneras que aumentan gradualmente el nivel de

polvo atmosférico. Estos vientos circulan a lo largo de la orilla de los casquetes polares que se están descongelando (hay que recordar que en el hemisferio sur es primavera y verano). El polvo intensifica la circulación de las celdas Hadley, así como de los llamados vientos de marea. Estos vientos resultan del ciclo diario de calentamiento, se forman cuando el aire que se eleva en el lado caliente diurno fluye al lado noche del planeta. La fuerza combinada de los vientos es mayor en la zona subtropical del sur en donde la insolación es mayor. La topografía en esa parte del planeta favorece la formación de pequeñas tormentas adicionales que levantan a su vez más polvo a la atmósfera.

Una vez que se alcanza un nivel crítico de polvo, la retroalimentación positiva se acelera rápidamente. La circulación de la celda Hadley se expande y propaga polvo a la zona ecuatorial y un poco más arriba de ésta, incluso puede llegar a expandirse tanto que cubra totalmente el hemisferio norte del planeta en un periodo de seis días. La retroalimentación entre el polvo y los vientos continuará hasta que la atmósfera se encuentre tan cargada de polvo que a sus capas inferiores ya no les llegue la cantidad de calor necesaria. En este momento, los vientos superficiales amanian.

CAMPO MAGNETICO

Al igual que Venus, Marte es un planeta con un campo magnético débil, por lo que está expuesto a la acción erosiva del viento solar. Las intensidades del campo magnético esperado en la superficie de Marte, así como el dipolo magnético equivalente generado por el planeta, se muestran en la sección correspondiente al campo magnético de la Tierra.

Una atmósfera primitiva capturada de la nebulosa solar tendrá, en una primera aproximación, la misma composición elemental que la nebulosa. Se cree que para la parte interna del Sistema Solar, los primeros materiales que se condensaron fueron aquellos que conforman a las rocas, los cuales acrecieron, posteriormente, para formar cuerpos macroscópicos. Los elementos más volátiles restantes constituirían la fase gaseosa disponible para ser capturada. Similarmente, para distancias heliocéntricas mayores, se cree que aquellos materiales que pueden formar hielo estaban condensados completamente, mientras que el gas restante de la nebulosa estaba formado por H_2 , He y Ne. Por lo tanto, se piensa que existía una complementariedad entre las composiciones de los cuerpos sólidos condensados y el gas capturado por los mismos [5].

Cuando uno de esos cuerpos se convirtió en lo suficientemente masivo como para haber capturado todo el gas presente a su alrededor, entonces la complementariedad mencionada se hubiera mostrado a través de un planeta de estructura heterogénea, pero de composición total de tipo solar. Se cree que los planetas gigantes o jovianos son el resultado de una extensa captura gaseosa, por lo cual, sus atmósferas constituyen una parte proporcional muy importante de su masa. Su composición total es la que más se parece a la composición del Sol, principalmente, en el caso de Jupiter. Para el caso de cuerpos de masas más moderadas, situados en la parte interna del Sistema Solar, la masa de gas capturada es una parte proporcional muy pequeña de la masa del cuerpo sólido. En este caso, el escape de hidrógeno y de helio, así como, en algunos casos especiales, el escape de elementos más pesados, pudieron haber escapado del cuerpo si la velocidad de escape del planeta era comparable a la velocidad de estos gases.

Es posible que, para temperaturas de algunos cientos de grados Kelvin, la atmósfera nebulosa capturada por los planetas primitivos haya estado formada por H_2 , He, CH_4 , H_2O , NH_3 , N_2 , H_2S , HCl, HF, PH_3 , etc [5]. ¿Cuáles han sido los procesos que han

cambiado la composición de las atmósferas primitivas a la composición que tienen actualmente? Esta es la pregunta que los dos capítulos siguientes tratarán de responder. En este capítulo se tratará el caso de los mecanismos de escape térmicos, así como las posibles limitaciones que se imponen a los flujos de escape, térmicos y no-térmicos.

ESCAPE TERMICO

ESCAPE DE JEANS

La densidad atmosférica disminuye con la altura. Por arriba de la base de la exosfera las colisiones se vuelve poco frecuentes (hay que recordar que el camino libre medio en la exobase es igual a la escala de altitud H). Por otro lado, por debajo de la base de la exosfera, las partículas siguen una distribución Maxwelliana. De la base de la exosfera, algunas partículas son lanzadas hacia arriba con velocidades menores que la velocidad de escape del planeta, describiendo órbitas elípticas (balísticas) para finalmente regresar a la base de la exosfera. Sin embargo, existen algunas partículas que llegan a alcanzar una velocidad igual o mayor que la velocidad de escape. En este caso, las partículas dejan la exosfera y describen órbitas hiperbólicas. Existe, además, una componente de partículas que describen órbitas elípticas que permanecen alrededor del planeta pero que no pasan a través de regiones en donde la densidad de partículas sea lo suficientemente alta como para producir colisiones (regiones altas de la exosfera) [18].

¿Qué cantidad de partículas alcanzan a tener una energía cinética lo suficientemente grande para vencer la energía potencial gravitacional? La teoría clásica de escape térmico fue desarrollada por Jeans, Lennard-Jones y posteriormente Spitzer. En todos los modelos propuestos por ellos, se supone que la atmósfera es *isotérmica* y que está compuesta por un gas en equilibrio que tiene una distribución de velocidades Maxwelliana por debajo de la base de la exosfera. Por arriba de este nivel, las colisiones son tan poco frecuentes, que no intervienen en el proceso de frenado

de las partículas viajeras.

La pérdida de gas del planeta es impulsada por la energía térmica residente en el gas o depositada ahí durante el proceso de escape [19.2]. El caso usual asociado al trabajo de Jeans (1916, 1925) solo es válido si la razón de escape es pequeña, de tal manera que no afecte la estructura estática de la atmósfera. Si esta limitación no se tiene, entonces hay que resolver consistentemente para la estructura, el balance térmico y la razón de escape de la atmósfera, independientemente del elemento del que se trate.

Para el caso de flujos pequeños, como por ejemplo, el flujo de hidrógeno en la Tierra contemporánea, la estructura y el balance de calor de la atmósfera se pueden considerar como constantes; sin embargo, para estos elementos ligeros, es esencial considerar el flujo difusivo que retroalimenta la exosfera para dejar balanceada a la atmósfera [19.2].

Se define la exobase, o el nivel crítico, como aquél nivel por arriba del cual la densidad integrada de la atmósfera equivale a un camino libre medio l para el caso de un átomo rápido. Como la exosfera, en una primera aproximación, tiene una escala de altitud H constante, entonces la exobase se sitúa a un radio r_c del centro del planeta donde se satisface la siguiente relación

$$\int_{r_c}^{\infty} N(r) \sigma dr \approx \sigma N(r_c) H = 1 \quad (5.1)$$

para una densidad local $N(r)$ y una sección transversal de colisión σ ($\approx 3.3 \times 10^{-15} \text{ cm}^2$) [20]. A densidad constante, el camino libre medio es $l = 1/N\sigma$. Por lo tanto, la exobase se localiza a una altitud r_c donde $l(r_c) = H$, que corresponde a la definición dada en el capítulo 4 [15]. La ecuación (5.1) determina, a su vez, la densidad total en la exobase $N_c = N(r_c)$. Un valor típico para la densidad de todos los constituyentes en la exobase de la Tierra es de $6 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$, que se encuentra entre 400 y 500 km de altitud [20].

Se necesitan dos condiciones para que pueda haber escape de

un elemento atmosférico [18]:

- 1) la velocidad de la partícula tiene que ser mayor que la velocidad crítica o velocidad de escape;
- 2) el átomo con esta velocidad tiene que tener una probabilidad casi nula de sufrir una colisión.

La velocidad crítica o velocidad de escape, v_c , se define por los requerimientos de que la energía cinética de la partícula debe ser mayor que la energía de escape (la energía de escape es igual que la energía potencial gravitacional pero con signo positivo) [19.1; 19.2], lo cual se representa por medio de las siguientes relaciones

$$\frac{3}{2} k T = \frac{1}{2} M v_c^2 (r) = \frac{G.MM}{r} \quad (5.2)$$

donde k es la constante de Boltzmann, T es la temperatura, M es la masa del elemento considerado, v_c es la velocidad crítica, G es la constante de gravitación universal, M es la masa del planeta y r es la distancia radial del centro del planeta. Entonces, la velocidad crítica está dada por

$$v_c = \left(\frac{2GM}{r} \right)^{1/2} \quad (5.3a)$$

Como la aceleración gravitacional es igual a $g = GM/r^2$ [2], entonces la velocidad de escape también se puede expresar como

$$v_c = \left(2gr \right)^{1/2} \quad (5.3b)$$

Una exosfera clásica es aquella que tiene una distribución Maxwelliana de velocidades en y por abajo de la exobase, y ninguna colisión por arriba de la misma. De la teoría cinética de los gases, para un gas en equilibrio térmico, el número de partículas que tienen velocidades entre v y $v + dv$ en un elemento de ángulo sólido es [18]

$$4\pi r^2 N \left(\frac{M}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{M v^2}{2kT} \right) v^2 \text{ sena } \alpha \quad (5.4)$$

donde N es la densidad local, r es la distancia radial, M es la masa molecular media del gas y α es el ángulo entre el vector velocidad y la coordenada radial.

El flujo $d\phi$ de partículas que se tiene por centímetro cuadrado y por segundo se obtiene al multiplicar (5.4) por la componente radial de la velocidad, $v \text{ cosa}$ (esto da el flujo de partículas que viajan en la dirección radial)

$$d\phi = 4\pi r^2 N \left(\frac{M}{2\pi kT} \right)^{3/2} \exp \left(- \frac{M v^2}{2kT} \right) v^3 \text{ sena } \alpha \quad (5.5)$$

Si se integra sobre la coordenada angular se obtiene el número de moléculas que atraviesan por unidad de área y por unidad de tiempo. Al integrar sobre las velocidades desde la velocidad crítica hasta una velocidad infinita se obtiene el flujo de partículas que tienen velocidades que exceden la velocidad local de escape. Este flujo es igual a

$$\phi(r) = N(r) \left(\frac{kT}{2\pi m} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{Mg(r)r}{kT(r)} \right) \exp \left(- \frac{Mg(r)r}{kT(r)} \right) \quad (5.6)$$

Si se introduce la escala de altitud $H = kT/Mg$, definida por la ecuación (1.6), entonces el flujo de partículas ascendentes por unidad de área y por unidad de tiempo es

$$\phi(r) = N(r) \left(\frac{g(r)H(r)}{2\pi} \right)^{1/2} \left(1 + \frac{r}{H(r)} \right) \exp \left(- \frac{r}{H(r)} \right) \quad (5.7)$$

Esta expresión da el flujo radial externo, a un nivel r , de partículas cuya velocidad excede la velocidad crítica o velocidad de escape. Si no hay colisiones a distancias mayores que r , entonces $\phi(r)$ es igual a la pérdida o flujo de partículas por escape.

Dentro de la región de la atmósfera en donde las colisiones

son frecuentes, la distribución Maxwelliana, en la que se basa la ecuación (5.7), checa con gran precisión y da una estimación directa del flujo exterior. Sin embargo, en la realidad, parte de este flujo exterior está balanceado por un flujo interior debido a que una parte de las partículas choca con otras partículas en su camino ascendente, pierde energía cinética y regresa a la exobase. Por lo tanto, el flujo neto exterior es menor que el predicho por la ecuación (5.7) [18]. Conforme más cercano sea el valor de la distancia radial al valor del nivel de la exobase, más se aproxima la ecuación (5.7) al flujo neto exterior, pero, por la ausencia de colisiones, la distribución Maxwelliana ya no se aplica con tanta precisión.

Muchas de las propiedades de la exosfera están controladas por la razón existente entre las energías térmica y gravitacional de un átomo. La energía térmica translacional es $(3/2)kT$. Si se omite el factor $(3/2)$ se obtiene el llamado *parámetro de escape* λ [19.2; 15]

$$\lambda = \frac{GMm}{rkT} = \frac{r}{H} = \frac{v_c^2}{U^2} \quad (5.8)$$

todas las expresiones anteriores son funciones de r . En este caso U es la velocidad más probable de la distribución Maxwelliana, definida como

$$U = \left(\frac{2kT}{M} \right)^{1/2} \quad (5.9)$$

Mientras mayor es el parámetro de escape, menor es el flujo de escape. Valores de λ_c entre 20 y 30 dan flujos de escape pequeños. Para el caso del hidrógeno en la Tierra a temperaturas moderadas (800 K), $\lambda_c = 15$, lo que provocaría, en un principio, un flujo de escape sustancial; sin embargo, la estructura de la exosfera está controlada por el oxígeno, para el cual λ_c es 16 veces mayor [19.2].

Un valor de $\lambda_c = 2$ corresponde al caso del viento solar, en

el cual las velocidades rebasan la velocidad del sonido local. Al estado correspondiente en una atmósfera planetaria se le conoce con el nombre de *escape hidrodinámica* o 'blow-off', que será explicado posteriormente dentro de este capítulo. En este caso, la estructura térmica y los perfiles de densidad de la atmósfera se deben obtener como parte de la solución, por lo que el tratamiento de Jeans ya no es válido.

Para una exosfera isotérmica, la ecuación barométrica (ecuación 1.10) se puede escribir de la siguiente forma

$$N(r) = N_c \exp(\lambda_c - \lambda) \quad (5.10)$$

que se reduce a la forma familiar

$$N(r) = N_c e^{-z/H} \quad (5.11)$$

cuando λ_c es lo suficientemente grande. En una mezcla de gases, cada componente tiene su propia copia de la ecuación (5.10), ya que una exosfera estática está en equilibrio difusivo [1].

Es importante mencionar que siempre y cuando λ_c no sea muy pequeño, el flujo de escape está dado por la ecuación de Jeans, ecuación (5.7). Si se introduce el parámetro de escape, la ecuación de Jeans se reescribe como

$$\phi_j = N_c \omega_j = B N_c \frac{U}{2\pi^{1/2}} (1 + \lambda_c) e^{-\lambda_c} \quad (5.12)$$

donde ω_j es la velocidad de efusión definida por la segunda igualdad [20]. El factor de reducción B, típicamente de ≈ 0.5 , se introduce debido a que la cola de alta velocidad de la distribución Maxwelliana se gasta por el escape mismo [19.2]. Este gasto, causado por la pérdida de átomos al espacio, puede ser restaurado únicamente por colisiones con otros átomos. Sin embargo, en los casos bien estudiados del escape de hidrógeno de un ambiente gaseoso de O o CO₂, la restauración es ineficaz debido a la gran razón de masa existente entre H y O o CO₂. La ecuación (5.12) constituye la fórmula de Jeans para la tasa de escape

(átomos/cm²s⁻¹) [15].

Después de su formulación, por décadas se pensó que la ecuación (5.12) controlaba el flujo ϕ para un valor específico de densidad en la exobase N_c , aunque para casi todo este tiempo muy poco era conocido acerca de la parte alta de la atmósfera como para dar un juicio cuantitativo. Este punto de vista es válido para el caso del helio y de los átomos pesados de la Tierra, ya que el flujo de escape de estos elementos es muy pequeño. Sin embargo, para el caso del hidrógeno, el flujo está controlado por la difusión que se tiene a través de la región comprendida entre los 100 y 130 km, y la densidad N_c debe ajustarse para dar el flujo [19.2].

El escape térmico se presenta ante dos problemas al tratar de explicar los patrones observados de fraccionamiento¹ elemental, ambos relacionados con la dependencia de la exponencial negativa en λ para el flujo de escape de la ecuación (5.12). Estos problemas son:

- 1) para un intervalo muy amplio de masas (del neón al xenón aproximadamente, esto es, de 20.18 uma² a 131.30 uma), el valor de λ varía en el mismo rango, ya que λ depende de la masa del gas. Si se tiene un valor razonable del parámetro de escape para el neón, por ejemplo 10, este valor será tan grande para el xenón que el flujo de este último será totalmente despreciable;
- 2) el flujo mismo siempre será muy pequeño si el fraccionamiento ocurre, y la composición de un reservorio substancial es difícil de afectar.

Ambos problemas se pueden resolver si se postula que el medio para el escape estaba formado por una multitud de planetesimales crecientes [21]. Si estos se toman conjuntamente, ofrecen un área muy grande para poder escapar, y las masas crecientes substituyen

¹ *fraccionamiento: separación de un gas en sus componentes; separación física entre una fase (elemento o isótopo) y otra.*

² *uma = unidad de masa atómica*

TABLA XI

	H	H ₂	He	O
Escala de altitud (km)	1460	730	365	91
Velocidad más probable U (km/s)	4.96	3.52	2.48	1.24
Velocidad media de expansión (km/s)	7.26×10^{-2}	8.6×10^{-4}	9.6×10^{-32}	6.2×10^{-32}
Tiempo de escape característico (s)	2×10^4	8.5×10^5	3.8×10^9	1.47×10^{33}

Tiempo característico de reducción de la densidad exosférica en la Tierra debido al escape de Jeans.

la tendencia exponencial por una tendencia lineal.

¿Qué cantidad de elementos se ha perdido debido al escape de Jeans? Esto se puede evaluar mediante un parámetro llamado el tiempo de escape característico, τ_c , en el cual 1/e del gas de una sola especie en la exosfera escapa. Se supone que el gas que

TABLA XII

	Luna	Mercurio	Marte	Venus
T (K)	300	600	365	700
r_c (km)	1738	2439	3590	6255
$g(r_c)$ (cm/s)	162	376	332	827
τ_c (H) (s)	3.55×10^3	3.32×10^3	1.39×10^4	5.70×10^5
τ_c (He) (s)	2.03×10^4	1.40×10^5	2.66×10^8	2.87×10^{16}
τ_c (O) (s)	2.25×10^9	7.32×10^{13}	1.02×10^{28}	7.61×10^{61}
τ_c (A) (s)	3.35×10^{20}	2.64×10^{32}	2.09×10^{68}	3.24×10^{153}
τ_c (Kr) (s)	3.97×10^{41}	1.10×10^{67}	4.34×10^{142}	1.07×10^{323}

Tiempos de escape característicos para la Luna, Mercurio, Marte y Venus.

escapa de la exosfera, como podría ser el hidrógeno, es rápidamente reabastecido desde la parte baja. El tiempo característico está dado por la siguiente relación

$$\tau_c = \frac{H}{\omega_c}$$

donde ω_c está definida por la ecuación (5.12).

Las condiciones presentes en la exobase de la Tierra se muestran en la tabla XI.

El tiempo de escape característico para el escape de Jeans es muy pequeño para H, H₂ y He, y se vuelve muy grande para gases más pesados. Esto mismo sucede para otros planetas, como se puede observar en la Tabla XII y la figura 5.1.

Las mediciones *in situ* de la temperatura exosférica terrestre y de la abundancia de hidrógeno, obtenida por la emisión Lyman α , han permitido evaluar el escape de Jeans. Este escape es de 3 a 5 veces menor de lo esperado.

La pérdida de He está limitada por el mecanismo de escape en parte alta de la atmósfera. Para el caso de ⁴He, producido por el

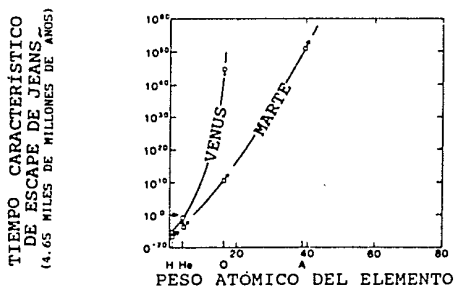


Figura 5.1. Tiempo de escape característico para la pérdida de Jeans, en unidades de 4.65 miles de millones de años, en Venus y Marte. Figura tomada de la referencia [19].

decaimiento de elementos radiactivos por la emisión de partículas α , la corteza exhala 2×10^6 átomos $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, pero el flujo delimitador, que será explicado posteriormente, predice un flujo $\phi_1 = 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ para una razón de mezcla de $f = 5.24 \times 10^{-6}$. Aún más, el flujo de Jeans calculado es de $\phi_j = 2.4$ átomos $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, para $N_c(^4\text{He}) \approx 3 \times 10^6 \text{ cm}^{-3}$ y una temperatura exosférica $T_c = 10^3 \text{ K}$, lo que da una discrepancia entre los flujos de 10^6 .

Para el caso del hidrógeno en Venus, el flujo delimitador es parecido al de la Tierra, $\phi_1 = 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. En Marte, $\lambda_c = 4.2$, lo que indica que un rápido escape térmico se puede llevar a cabo. Entonces, de las condiciones imperantes en Marte, la tasa de escape es igual a $\phi_j(\text{H}) = 1.5 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, que es comparable a la tasa de escape terrestre. Sin embargo, algún tipo de limitación debe ocurrir, pues el escape esperado no se observa.

Por lo tanto, se concluye que todos los planetas terrestres han retenido casi todos sus gases, a excepción de H, He y H_2 , contra una pérdida por escape de Jeans.

ESCAPE HIDRODINAMICO O 'BLOWOFF'

El término blowoff ha sido utilizado en numerosas publicaciones, sin que haya existido, realmente, un intento por definir su significado. En el pasado, dicho término aparecía, usualmente, en el contexto de pérdida de atmósferas primitivas, donde hacía referencia a un tipo de mecanismo mediante el cual se podían escapar todos los gases, independientemente de su masa. En el año 1973, D. M. Hunten intentó clarificar este concepto al utilizar una analogía con el modelo de viento solar expuesto por Parker, para obtener resultados semicuantitativos [22]. En este trabajo se establece que si la expansión del gas es isotérmica, entonces el gas alcanza la velocidad del sonido (mucho mayor que la velocidad U promedio de la distribución maxwelliana) a $\lambda = 2$. Si a esta altitud, la densidad del gas puede ser determinada, entonces, también el flujo de escape puede ser determinado con facilidad. El resultado que se obtiene es muy parecido a la ecuación de flujo para el escape de Jeans, descrita por la ecuación (5.12).

Posteriormente, J. C. G. Walker indicó que la teoría de Jeans, apoyada en la teoría cinética de los gases, y la teoría hidrodinámica eran casos de una misma teoría. Además, propuso el criterio de que el caso fuera determinado por comparación con el nivel sónico³ ($\lambda = 2$) y el nivel de la exobase, determinado por la ecuación (5.1). Si el nivel sónico se localiza a una altitud mayor, la descripción corresponde al escape de Jeans, mientras que si el nivel sónico se sitúa a una altitud menor, entonces la descripción corresponde al 'blowoff' o escape hidrodinámico [23].

Por lo tanto, el escape hidrodinámico es otro tipo de escape térmico. Su formulación se utiliza cuando, a grandes altitudes, las colisiones entre las moléculas del gas siguen siendo tan frecuentes que la teoría de dinámica de fluidos puede ser usada para describir el comportamiento del gas, en vez de la teoría cinética de los gases, la cual se utiliza en el escape de Jeans.

FORMULACION DEL ESCAPE HIDRODINAMICO

A alturas por debajo de la exosfera, en donde l (el camino libre medio) es tan sólo una pequeña fracción de la escala de altitud, los flujos exteriores de H, H₂ y He pueden acarrear gases pesados debido a la preferencia ascendente que tienen los gases ligeros [19.1]. Si el mecanismo de escape hidrodinámico se realiza, el flujo debe ser supersónico aún antes de alcanzar una densidad típica como la que se tiene en la exobase, por lo que este nivel de referencia pierde casi todo su significado bajo estas condiciones [19.2]. Estos flujos rebasan la velocidad del sonido cuando $\lambda = 2$.

Entonces, durante el escape hidrodinámico, el flujo de un gas ligero ϕ_1 da lugar a un flujo ascendente de un gas pesado ϕ_2 . Existen dos modelos de escape hidrodinámico; en ambos los flujos deben ser proporcionales al inventario de cada componente. El primero de los modelos es el llamado *modelo de Rayleigh*. En este

³ El nivel sónico es la altitud a la que las partículas alcanzan la velocidad del sonido. A partir de este momento, la formulación hidrodinámica tiene sentido.

modelo se tiene, para una altitud determinada, un número constante N_1^0 de moléculas ligeras o átomos que es constantemente reabastecido por una difusión ascendente. El número de densidad de elementos pesados N_2 , con valor inicial N_2^0 , disminuye con el tiempo, como lo describe la siguiente relación

$$\ln \left(\frac{N_2}{N_2^0} \right) = - \left(\frac{M_c - M_2}{M_c - M_1} \right) \frac{\phi_1}{N_1^0} (t_2 - t_0) \quad (5.13)$$

donde ϕ_1 es el flujo de escape del elemento ligero (usualmente H); M_1 y M_2 son, respectivamente, las masas moleculares del elemento ligero y del elemento pesado; t_0 es el tiempo inicial y t_2 es el tiempo cuando el escape del elemento pesado ha cesado; y M_c es la masa crítica o masa 'crossover'.

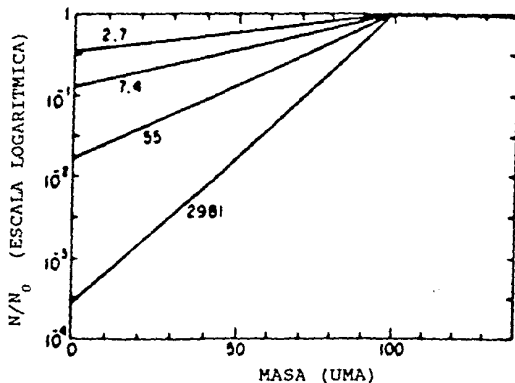


Figura 5.2. Evolución del factor de fraccionamiento, que es la razón entre el inventario restante y el inventario inicial como función de la masa atómica. Con fin ilustrativo, se supone una masa crítica de 100 uma y un flujo de escape de hidrógeno constante. Figura tomada de la referencia [19].

La masa crítica es la masa más grande que el flujo hidrodinámico puede expulsar al espacio interplanetario; se define como

$$M_c = M_1 + \frac{kT\phi_1 M_1}{bgX_1 r^2} \quad (5.14)$$

donde X_1 es igual a N_1/N (densidad del elemento N_1 entre la densidad total) y r es el radio del planeta. Esta expresión da la masa en gramos; para tener la masa en una es necesario remplazar la constante de Boltzmann por la constante universal de los gases R .

El segundo modelo de escape hidrodinámico considera que se tiene un número de moléculas ligeras fijo inicialmente y que decae con el tiempo, ya que no es reabastecida desde la parte baja de la atmósfera. En este caso se tiene la siguiente relación

$$\ln \left(\frac{N_2}{N_2^0} \right) = - \left(\frac{M_c - M_2}{M_c - M_1} \right) \ln \left(\frac{N_1^0}{N_1} \right) \quad (5.15)$$

Esta expresión se grafica en la figura 5.2. Las líneas etiquetadas 2981, 55, etc. indican el número de átomos perdidos.

Actualmente, dentro del Sistema Solar, no se cree que este escape contribuya a la pérdida de elementos en cuerpos de tamaño planetario, excepto en el caso de uno de los satélites de Júpiter llamado Io. Sin embargo, en el pasado, el escape hidrodinámico de hidrógeno, que pudo haber ocurrido en el pasado, puede ser la clave para explicar la evolución de las atmósferas de los planetas terrestres.

EL ESCAPE HIDRODINAMICO EN VENUS

El caso del escape hidrodinámico de hidrógeno, en el planeta Venus, es el que más se ha estudiado, debido a que el mayor flujo ultravioleta extremo solar, que incide sobre este planeta, es necesario para que dicho mecanismo se pueda llevar a cabo. Este

escape puede remover gases más pesados, junto con el hidrógeno, si la tasa de escape de H es lo suficientemente grande.

El hecho de que Venus sea extremadamente árido ha hecho pensar, a un gran número de investigadores, que grandes cantidades de agua deben haberse perdido de la atmósfera de Venus. Lo anterior se basa en la suposición de que, en el principio de su existencia, Venus debe haber contado con una cantidad de agua equivalente a la que existía en la Tierra, debido a que se cree que ambos planetas se formaron en la misma región de la nebulosa solar. Si Venus y la Tierra tenían, inicialmente, la misma razón entre deuterio e hidrógeno, D/H, entonces Venus debe haber tenido 100 veces mayor cantidad de agua que la que tiene actualmente. La proporción de mezcla del H_2O observada en la baja atmósfera de Venus es de 10^{-4} por volumen, lo que corresponde a un inventario global de H_2O de 2×10^{19} g, o 0.0014 % del equivalente a un océano terrestre. Por lo tanto, el contenido inicial de agua de Venus debe haber sido de, por lo menos, el 0.14 % del que tenía la Tierra. Esta discrepancia es grande para dos planetas que se cree que se formaron en posiciones adyacentes dentro de la nebulosa solar. Si el escape de deuterio de Venus tuvo una eficiencia del 0 %, entonces es posible que el planeta haya contado con un aporte inicial de agua mayor que el anterior. Actualmente el escape de hidrógeno de la atmósfera de Venus está controlado por los mecanismos de escape no-térmicos, los que serán explicados en el capítulo siguiente.

A. P. Ingersoll ha demostrado que para proporciones de mezcla del H_2O mayores que el 10% por masa, el vapor de agua hubiera permanecido como un componente mayor atmosférico a altitudes lo suficientemente altas como para ser disociado rápidamente por la radiación ultravioleta del Sol. Bajo tales circunstancias, el hidrógeno atómico se hubiera convertido en el constituyente más importante de la parte alta de la atmósfera y hubiera estado sujeto al escape hidrodinámico. Los dos tipos de efecto invernadero, el efecto invernadero de escape y el efecto invernadero húmedo, explicados en el capítulo 3, describen las dos formas que se cree pudieron haberse utilizado, en la atmósfera primitiva de Venus, para elevar el hidrógeno a las altitudes donde

hubiera podido estar sujeto al proceso de fotodisociación.

En el año 1981, A. J. Watson, T. M. Hunten y J. C. G. Walker publicaron un trabajo referente al escape hidrodinámico en Venus, para el cual supusieron que la parte alta de la atmósfera consistía únicamente de hidrógeno molecular. En esta publicación, demostraron que una energía finita de entrada, debida a la absorción de la radiación ultravioleta extrema del Sol, hubiera fijado un límite superior para la tasa de escape de 1.1×10^{12} moléculas de H_2 por cm^2 y por segundo. A tal proporción de escape, el equivalente a un océano terrestre se hubiera perdido en tan sólo 280 millones de años. Además, mostraron que el deuterio también hubiera escapado, junto con el H_2 , para flujos de escape mayores de $4 \times 10^{11} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Por lo tanto, no se hubiera provocado un enriquecimiento de la razón D/H si el flujo se hubiera mantenido por debajo de este valor. Sin embargo, la teoría expuesta por Watson et al tiene algunos puntos débiles. El que el escape de hidrógeno molecular hubiera sido el escape predominante, en lugar del escape de hidrógeno atómico, sólo es válido en circunstancias especiales. Actualmente se piensa que el escape hidrodinámico de hidrógeno en el pasado era de hidrógeno atómico. Por otro lado, el flujo de escape del modelo de Watson et al depende de la densidad de número del hidrógeno a una altitud de 130 km, el cual se maneja como un parámetro libre. Además, el flujo de escape, limitado por la energía, que calcularon se alcanza para densidades mayores que las que son físicamente razonables.

En 1983, J. F. Kasting y J. B. Pollack propusieron un modelo más realista del escape hidrodinámico. Para ello construyeron un modelo fotoquímico y dinámico acoplado de la atmósfera de Venus. En este modelo se tomó en cuenta la composición vertical y el movimiento de la atmósfera; se consideró que los componentes atmosféricos de mayor importancia son las especies de larga vida CO_2 , CO , O , N_2 , O_2 , H , H_2 , D , HD , HDO , 4He y H_2O , junto con las especies de corta vida OH , HO_2 , H_2O_2 , O_3 , OD , DO_2 , HDO_2 y oxígeno en el estado metaestable 1D , $O(^1D)$; además, se fijó la altitud de la trampa fría (definida como la altitud a la que la saturación para la razón de mezcla de H_2O tiene un valor mínimo), suponiendo

que la saturación ocurría a una temperatura de 170 K, para todos los valores de H_2O . Actualmente la altitud de la trampa fría de la atmósfera de Venus es de 90 km, aumentando hasta un valor de - 130 km para niveles altos de H_2O (Para aquellas personas que tengan un mayor interés por los detalles del planteamiento de este modelo, favor de checar la referencia [24]). Este modelo demostró su eficiencia cuando se compararon los valores de la composición y temperatura de la atmósfera, que se obtuvieron mediante su

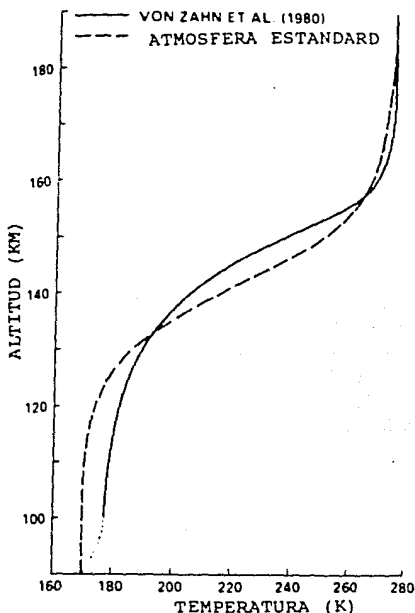


Figura 5.3. Valores calculados (línea punteada) y valores observados (línea gruesa) de la temperatura en la atmósfera actual de Venus. Figura tomada de la referencia [24].

utilización, con los valores actuales de la atmósfera de Venus. La Figura 5.3 muestra la comparación de la estructura vertical para los datos calculados mediante el modelo de Kasting y Pollack y para los valores inferidos por Zahn et al [25].

Esta composición está asociada a una atmósfera 'actual' como la que se muestra en la figura 5.4. Los componentes atmosféricos principales son CO₂, O y H para altitud baja, media y alta, respectivamente. La altitud de la exobase, definida como la altitud a la que la escala de altitud local es igual al camino libre medio, se sitúa a una altitud de 198 km y está determinada principalmente por O. A una altitud de 90 km, la razón de mezcla del H₂O por masa toma un valor de 5 × 10⁻⁷ (igual a 1.2 partes por millón por volumen).

La velocidad de efusión térmica de hidrógeno en esta atmósfera se puede calcular mediante la fórmula de Jeans

$$w_j = \frac{BU}{2\pi^{1/2}} \exp\left(-\frac{r_c}{H}\right) \left(1 + \frac{r_c}{H}\right) \quad (5.16)$$

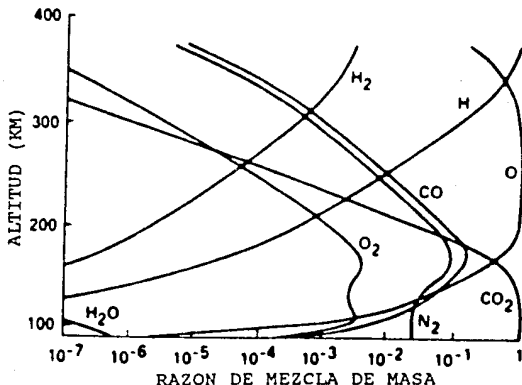


Figura 5.4. Perfiles de mezcla de masa para la atmósfera actual de Venus. Figura tomada de la referencia [24].

donde r_c es la distancia del centro del planeta a la exobase, H es la escala de altitud del hidrógeno, B es el factor de reducción y U es la velocidad térmica media de los átomos de hidrógeno. El flujo de escape de masa, en g/esteroradianes s, está dado por

$$F_j = N_c M \omega_j r_c^2 \quad (5.17)$$

donde N_c es la densidad de número de los átomos de hidrógeno en la exobase. Los valores de F_j se pueden cambiar a unidades de $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ mediante la siguiente relación

$$\phi (H) = \frac{F}{M r_v^2} \quad (5.18)$$

donde ϕ tiene unidades de $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ y $r_v = 6050$ km es el radio de Venus.

Para que su modelo fuera consistente con el flujo de escape de Jeans F_j , Kasting y Pollack utilizaron este mismo flujo para sus cálculos iniciales.

La saturación para razón de mezcla del H_2O se determinó mediante la siguiente relación

$$c_o (\text{H}_2\text{O}) = \frac{9.49 \times 10^{-12}}{\rho_o} \quad (5.19)$$

donde ρ_o es la densidad en la trampa fría, expresada en g cm^{-3} , y c_o es el valor de saturación para la razón de mezcla de masa de H_2O en la trampa fría. El valor actual de la densidad en la trampa fría es de $\sim 10^{-6}$ g cm^{-3} , por lo que el valor de saturación para la razón de mezcla de H_2O correspondiente es de 9.49×10^{-6} . El valor observado para la razón de mezcla cerca de los 90 km, donde actualmente se sitúa la trampa fría, es menor que el valor obtenido mediante la aplicación de la relación anterior, debido a una trampa que proveen las nubes de ácido sulfúrico. Se cree que en el pasado, las nubes de H_2SO_4 deben haber estado diluidas por la gran cantidad de vapor de agua presente en la atmósfera, por lo

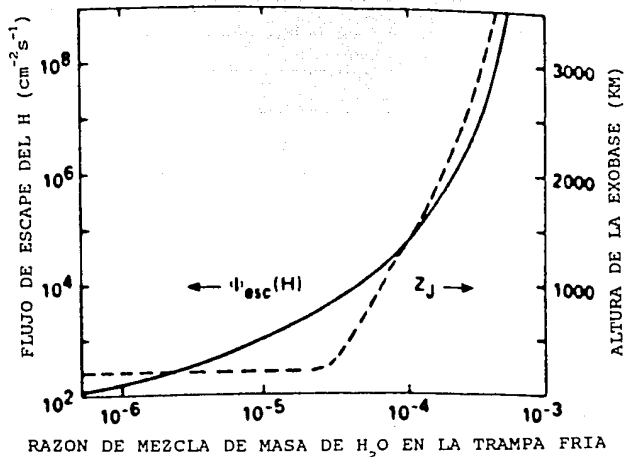


Figura 5.5. Variación de la tasa de escape de Jeans (curva sólida) y altitud de la exobase (curva punteada) como función de la razón de mezcla del H_2O en la trampa fría. Figura tomada de la referencia [24].

cual, el valor de saturación debe haberse aproximado al valor de saturación utilizado en el modelo de Kasting y Pollack.

Kasting y Pollack calcularon las tasas de escape de hidrógeno como función de los valores de la razón de mezcla de H_2O en la trampa fría. Estos resultados se muestran en la figura 5.5, en donde se ilustra también la variación de la altitud de la exobase para distintos valores de la razón de mezcla del H_2O en la trampa fría. Los flujos de escape fueron calculados por las ecuaciones (5.16) y (5.17), y, posteriormente fueron normalizados por la ecuación (5.18). En la figura 5.5 la altura de la exobase permanece constante para $c_0(H_2O) < 3 \times 10^{-5}$. Lo anterior se debe a que la altitud de la exobase está determinada por el átomo de O, el cual no se ve afectado significativamente por pequeños cambios

en el contenido atmosférico de vapor de agua. Para niveles mayores de vapor de agua, la densidad de H debe haber excedido la densidad de O, a altitudes cercanas a los 200 km, por lo que la altitud de la exobase estaría determinada por H. Conforme las densidades de H aumentan, los valores de la tasa de escape de H cambian de valores poco significativos a valores de $10^9 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Una atmósfera rica en vapor de agua debe haber sido más caliente y ligera que una atmósfera cuyo principal componente es el CO_2 , como es el caso actual de Venus. Por lo mismo, las altitudes de la trampa fría deben haber sido mayores.

Según el modelo de Kasting y Pollack, para valores de la razón de mezcla de H_2O cercanos a 5×10^{-4} , la energía de la radiación ultravioleta extrema absorbida a grandes altitudes se vuelve mayor que la energía utilizada para el flujo de escape de Jeans, y la temperatura exosférica comienza a aumentar significativamente. Para $c_0(\text{H}_2\text{O}) = 7 \times 10^{-4}$, la atmósfera se vuelve inestable al proceso de expansión, y el tratamiento de Jeans se vuelve inadecuado. Si se continúa asumiendo que el flujo de escape está dado por las ecuaciones (5.16) y (5.17), la temperatura exosférica aumenta a miles de grados y la exobase se mueve hacia el infinito. Este resultado sin significado físico se evita al substituir el tratamiento del problema, que utiliza la teoría cinética de los gases, por un tratamiento en que se considere al gas de hidrógeno que se escapa como un fluido. En este caso, los flujos de escape se calculan mediante las ecuaciones de conservación de momento y conservación de energía.

El cambio del manejo cinético al manejo hidrodinámico introduce un nuevo problema: el gas en proceso de escape deja de sufrir colisiones antes de alcanzar la altitud crítica del punto sónico o nivel sónico. Bajo estas circunstancias, la fuerza del gradiente de presión que conduce la expansión deja de ser efectiva, disminuyéndose o deteniéndose completamente la conversión de energía térmica en energía cinética. La ausencia de colisiones puede ser substituida, hasta cierto grado, por la ionización del gas en proceso de escape en conjunto con la presencia de un campo magnético débil [24]. En este caso, la fuerza electromagnética puede ayudar a que la

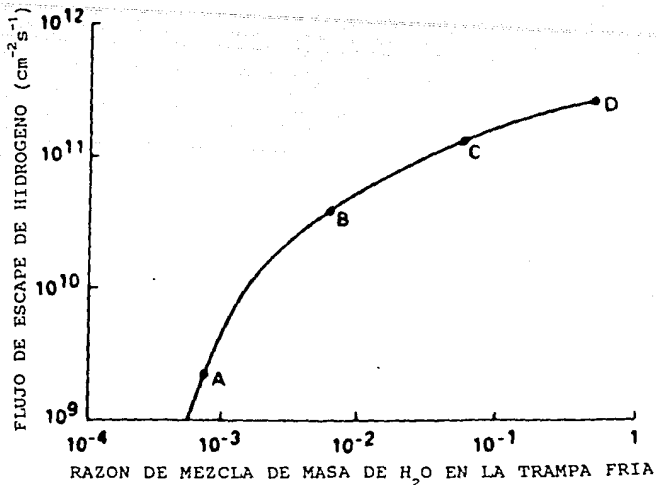


Figura 5.6. Flujo de escape hidrodinámico de hidrógeno como función de la razón de mezcla del H₂O de masa en la trampa fría. Figura tomada de la referencia [24].

aproximación de fluido, para el gas que escapa, se mantenga. En ausencia de tal efecto, ni la formulación hidrodinámica ni la del escape de Jeans puede explicar el proceso de escape. El escape hidrodinámico calculado mediante el modelo de Kasting y Pollack se muestra en la figura 5.6.

Los valores marcados con letras en la figura 5.6 corresponden a los valores que se muestran en la tabla XIII.

El flujo de escape de $2.2 \times 10^9 \text{ cm}^2 \text{ s}^{-1}$, para el caso A, es tan sólo ligeramente mayor que la tasa de escape máxima de Jeans mostrada en la figura 5.5. Esto se debe a que el escape de Jeans y el escape hidrodinámico son, simplemente, dos maneras diferentes de tratar el mismo proceso térmico. Al aumentar la razón de mezcla del H₂O por arriba de 10^{-3} , el flujo de escape aumenta rápidamente.

TABLA XIII

Caso	$c_o(\text{H}_2\text{O})$	$\phi_{esc}(H)$ ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	F ($\text{g ester}^{-1}\text{s}^{-1}$)
A	7.2×10^{-4}	2.2×10^9	1.3×10^3
B	6.3×10^{-3}	3.8×10^{10}	2.3×10^4
C	5.5×10^{-2}	1.3×10^{11}	7.7×10^4
D	4.6×10^{-1}	2.7×10^{11}	1.6×10^5

Tasas de escape para niveles altos de H_2O .

Las composiciones de las atmósferas modelo de Kasting y Pollack para los casos A y D se muestran en las figuras 5.7 y 5.8. Los cambios más notables con respecto a la atmósfera actual de

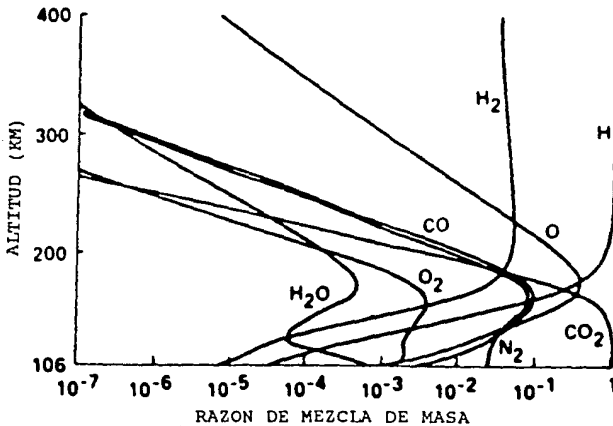


Figura 5.7. Perfiles de la razón de mezcla de masa para el caso A. Figura tomada de la referencia [24].

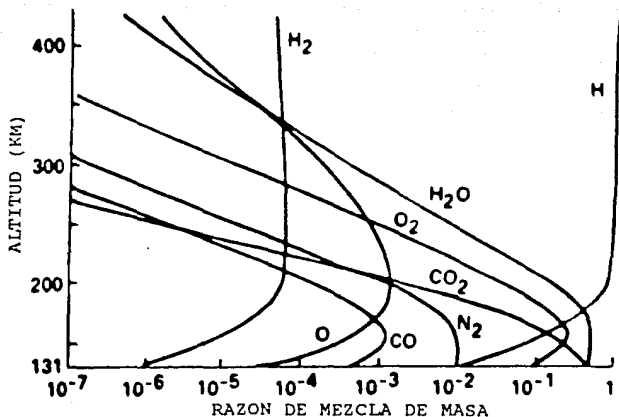


Figura 5.8. Perfiles de la razón de mezcla de masa para el caso D. Figura tomada de la referencia [24].

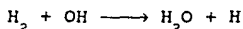
Venus, mostrada en la figura 5.4, son el decremento en la abundancia de oxígeno molecular para niveles altos de H_2O y el correspondiente aumento de O y H_2 . Estos cambios se deben a la siguiente reacción en secuencia



La reacción, descrita por la ecuación (5.21), combina a los átomos de oxígeno, producidos por la fotólisis del CO_2 , con los radicales OH , procedentes de la fotólisis del H_2O , para formar una molécula de oxígeno molecular. A niveles elevados de H_2O , la reacción es tan rápida que el O_2 se convierte en un componente mayor atmosférico para la parte baja de la termosfera en el caso D.

Del modelo se deduce que para altos valores de la razón de mezcla de H_2O , la tasa de escape en el caso D es prácticamente independiente de la cantidad presente de O_2 en la parte baja de la termosfera. Para valores bajos de la razón de mezcla de H_2O , un incremento en la densidad de O_2 puede afectar la tasa de escape de hidrógeno. Como el O_2 es un buen absorbedor de la radiación ultravioleta proveniente del Sol, el primer efecto que se tendría sería un incremento en la tasa de escape, debido a un alza en la temperatura de la parte baja de la termosfera. Esto disminuiría la pérdida de la energía calorífica por conducción descendente y, por lo tanto, incrementaría la cantidad de energía disponible para llevar a cabo el proceso de escape. Kasting y Pollack creen que la formación de O_2 en la baja atmósfera puede aumentar la tasa de escape térmica de hidrógeno durante las últimas etapas del proceso de pérdida del H_2O .

De las figuras 5.7 y 5.8 se puede notar que el H_2 nunca se vuelve el compuesto dominante en la parte superior de la atmósfera. Esto se debe a la siguiente reacción



lo que contradice la suposición de Watson et al, que se mencionó

TABLA XIV

Flujo Extremo Ultravioleta Relativo	$\phi_{esc}(H)$ ($cm^{-2} s^{-1}$)	Factor de Fraccionamiento f para el D/H
1	2.7×10^{11}	4.9×10^{-7}
2	6.6×10^{11}	6.2×10^{-5}
4	1.3×10^{12}	3.5×10^{-2}
8	2.3×10^{12}	0.54
16	3.5×10^{12}	0.65

Efecto de un incremento en el calentamiento debido a la radiación ultravioleta extrema.

al principio del capítulo, de que la atmósfera estaría constituida de H_2 .

Los flujos de escape del modelo de Kasting y Pollack son conservadores, pues suponen una baja eficiencia de calentamiento y un flujo solar ultravioleta mínimo (los flujos solares máximos tienen valores hasta 3 veces mayores que el mínimo supuesto en el modelo). Estos mismos investigadores calcularon la tasa de escape que se tendría para el caso D si el flujo solar fuera mayor, con energías por debajo de 1025 Å. Estos resultados se muestran en la tabla XIV.

La tasa de escape se incrementa en un factor de 2.5 cuando el flujo solar aumenta dos veces su valor, para después continuar aumentando más despacio con calentamientos mayores. Como el flujo de escape aumenta con el incremento en el calentamiento proporcionado por la radiación ultravioleta del Sol, entonces se tiene que el mecanismo de escape está limitado por la energía disponible. Sin embargo, el aumento en el flujo de escape dado por una mayor razón de calentamiento es menor que la que resultaría del aumento de la densidad hidrógeno en la base de la termósfera.

La posición de la exobase se eleva conforme aumenta la proporción del calentamiento solar, hasta que la altitud del nivel sónico sería menor que la posición de la exobase, para un valor del flujo solar 4 veces mayor que el flujo solar ultravioleta extremo mínimo, dado por Kasting y Pollack. Por lo tanto, la formulación hidrodinámica está justificada para proporciones de calentamiento solar mayores, independientemente de la presencia o ausencia de los efectos electromagnéticos.

Ahora bien, es importante tratar el tema del fraccionamiento de deuterio que puede llevarse a cabo durante el proceso. Watson, Hunten y Walker han expuesto que muy poco o ningún fraccionamiento ocurre en el caso de que la velocidad ω del gas que escapa excede la velocidad difusiva de separación máxima, v_s , de los distintos componentes [26]. La velocidad de separación máxima para dos componentes está dada por

$$v_s = D_{12} \left(\frac{1}{H_1} - \frac{1}{H_2} \right)$$

donde D_{12} es el coeficiente de difusión mutua y H_1 y H_2 son las escalas de altitud de las especies involucradas. El factor de fraccionamiento f del modelo se obtiene al dividir la razón de la densidad de número D/H en el infinito entre la razón D/H de 4.74×10^{-5} , considerada para el vapor de agua en la parte baja de la atmósfera (los valores de f , para distintas proporciones de calentamiento, debidas a la radiación ultravioleta extrema, del caso D, se muestran en la tabla XIV). Si el deuterio escapara tan eficientemente como lo hace el hidrógeno, entonces el valor de f sería igual a 1, y no existiría fraccionamiento. Sin embargo, en un caso más realista, un fraccionamiento D/H considerable ocurre. Los valores calculados por Kasting y Pollack de f para los casos A y D

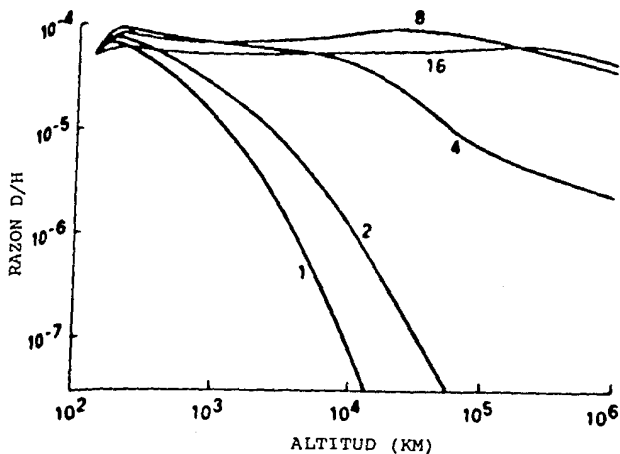


Figura 5.9. Dependencia de la razón total D/H con la altura para el caso D para distintos flujos ultravioleta solares. Figura tomada de la referencia [24].

varían entre 8×10^{-9} y 5×10^{-7} , lo que indica que prácticamente el deuterio no debe haber escapado de estas atmósferas. Solamente para el caso cuando la proporción de calentamiento solar aumenta, el flujo de escape de deuterio empieza a tener valores más significativos. La tabla XIV muestra que f comienza a ser grande para valores 4 veces mayores que el flujo solar ultravioleta mínimo, cuando $F = 8.0 \times 10^5$ g ester $^{-1}$ s $^{-1}$. El efecto del fraccionamiento de D/H, para el modelo, se muestra en la figura 5.9. La proporción de D/H decrece rápidamente con la distancia para los casos de flujos de escape bajos, mientras que se torna progresivamente más uniforme conforme los flujos de escape aumentan. Sin embargo, aún para el flujo de escape más alto, el factor de fraccionamiento f se mantiene a valores mucho menores que la unidad.

Para el caso del escape de He, Kasting, y Pollack han calculado que el flujo de escape necesario, para que el H pueda arrastrar consigo al He, es $\phi_{esc} > 7 \times 10^{12}$ cm $^{-2}$ s $^{-1}$. Sin embargo, el flujo de escape más grande de la tabla XIV es, aproximadamente, la mitad de este valor. Por lo tanto, poco helio escaparía de las atmósferas consideradas en el modelo. El valor de fraccionamiento calculado para el ^4He , para el caso de 16 veces el flujo ultravioleta solar mínimo, es de tan sólo 5×10^{-9} .

Es importante hacer notar que existe una relación entre la razón de mezcla de masa de H_2O en la trampa fría, $c_0(\text{H}_2\text{O})$, y la razón de mezcla de masa de H_2O en la baja atmósfera, $c_1(\text{H}_2\text{O})$. Esta relación se ilustra en la figura 5.10. La capa convectiva húmeda de la figura es una capa que se sitúa por arriba de una región de relativa baja humedad y razón de mezcla de H_2O constante en la baja atmósfera caliente. Esta capa se extiende hasta la trampa fría.

El caso A, que marca el punto aproximado donde la formulación del escape hidrodinámico empieza a ser válida, corresponde a una razón de mezcla de masa de H_2O en la parte baja de la atmósfera de ~ 0.1 . El caso D, que es el caso más húmedo del modelo de Kasting y Pollack, corresponde a $c_1(\text{H}_2\text{O}) \approx 0.65$. Si Venús contó realmente con el equivalente a un océano terrestre al principio de su historia, entonces el $c_1(\text{H}_2\text{O})$ debe haber tenido un valor

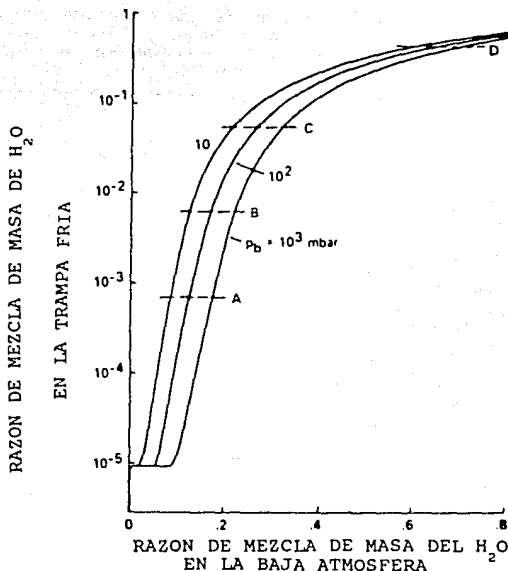


Figura 5.10. Relación entre la razón de mezcla de masa de H₂O en la trampa fría y en la baja atmósfera para distintos valores de presión p_b en la capa convectiva húmeda que se genera en la parte baja de la atmósfera. Las líneas punteadas horizontales corresponden a los casos descritos en el texto. Figura tomada de la referencia [24].

aproximado de 0.74; por lo tanto, el caso D debe ser el que mejor representa a la atmósfera primitiva de Venus.

Finalmente se presenta una relación entre el flujo de escape de hidrógeno y la razón de mezcla de masa de H₂O en la baja atmósfera, para el modelo de Kasting y Pollack. Esta relación se representa en la figura 5.11. Aunque los resultados no se pueden tomar literalmente, la figura es una buena representación del escape térmico para el caso del planeta Venus. El flujo de escape

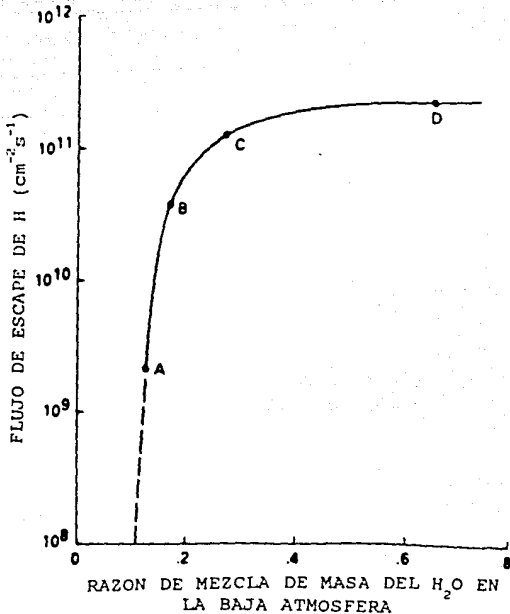


Figura 5.11. Relación entre el flujo de escape térmico de hidrógeno y la razón de mezcla de masa de H_2O en la baja atmósfera para una presión arbitraria de 100 milibares en la capa convectiva húmeda. La línea continua representa el escape hidrodinámico, mientras que la líneas punteada corresponde al escape de Jeans. Figura tomada de la referencia [24].

térmico es poco significativo para el caso de $c_1(H_2O) \lesssim 0.1$, y adquiere un valor constante para $c_1(H_2O) \gtrsim 0.5$.

Si el flujo de escape hidrodinámico de la atmósfera primitiva de Venus era igual al flujo de escape del caso D del modelo de Kasting y Pollack, entonces el equivalente a un océano terrestre pudo perderse en un tiempo de 2.4 miles de millones de años. Sin embargo, el flujo de escape térmico se vuelve insignificante para valores de $c_1(H_2O)$ menores de 0.1. Para $c_1(H_2O) \approx 0.05$, la razón

de mezcla de masa del H_2O en la trampa fría debe haber disminuido a $\sim 10^{-5}$, y la tasa de escape hubiera estado controlada por la razón de difusión del hidrógeno. Para este punto, según el modelo anterior, la atmósfera todavía contaría con una cantidad considerable de agua en su atmósfera (~ 10 bares).

Si suponemos que existía una temperatura y presión en la trampa fría igual a la que se tiene actualmente en la atmósfera de Venus, entonces $c_1(H_2O)$ hubiera tenido un valor de $\approx 10^{-5}$ y la tasa de escape limitada por la difusión hubiera sido de $\sim 2 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Con estos valores, hubieran sido requeridos 6 mil millones de años para perder 5 bares de agua. Se piensa que, mediante el flujo de escape hidrodinámico, Venus pudo perder hasta $\sim 98\%$ del hidrógeno que contenía. La cantidad restante debe haberse perdido mediante mecanismos de escape no-térmicos [27].

En la actualidad el escape hidrodinámico tiene poca importancia, debido a que en la presente atmósfera el número de colisiones por arriba de la exobase es extremadamente bajo, $\phi = 7.9 \times 10^{-4} \text{ g esteroradian}^{-1}\text{s}^{-1}$ [24].

En el capítulo siguiente se explicarán los procesos de escape no-térmicos que pudieron depletar la cantidad restante de agua de la atmósfera de Venus.

LIMITACIONES PARA LOS MECANISMOS DE ESCAPE

Todo proceso de escape tiene tres etapas: la transportación a través de la atmósfera, la conversión a la forma de escape (usualmente un átomo o un ión) y el escape en sí mismo. Normalmente una de estas etapas es más lenta que las demás, por lo que se convierte en el cuello de botella que controla el escape. En la Tierra, el escape de hidrógeno está controlado por la difusión, mientras que el helio parece estar limitado por la tasa a la cual es ionizado. Para el caso del escape hidrodinámico, la limitación la impone el suministro de energía para el proceso de escape [20]. A continuación se estudiarán brevemente estas limitaciones.

El flujo delimitador o limitante

En el pasado se tenía la errónea concepción de que si la temperatura exosférica aumentara, el flujo del escape de Jeans también aumentaría grandemente, debido a la dependencia exponencial, que este flujo tiene, con la temperatura. Esto se puede observar en la ecuación (5.12), recordando que $\lambda = rMg/kT$. Para que esto realmente pasara, la atmósfera tendría que estar en un equilibrio hidrostático y difusivo que pudiera reponer rápidamente los átomos perdidos al espacio interplanetario. Esto no sucede en la realidad, de hecho, el hidrógeno es transportado, a través de la homosfera, mediante procesos de mezcla; mientras que en la parte alta de la atmósfera, la transportación se lleva a cabo mediante la difusión molecular [15].

En 1948, Harteck y Jensen fueron los primeros en proponer que existía la posibilidad de que el escape de gases pudiera estar limitado por su lenta difusión a través de la estratosfera. Esta idea fue abandonada cuando se supo que la atmósfera permanece bien mezclada dentro de los primeros 100 km, dentro de la región correspondiente a la homosfera. Sin embargo, la idea se utilizó, posteriormente, para el caso de la termosfera, o mejor dicho, para el caso correspondiente a la región de la heterosfera.

El flujo vertical debido a la difusión molecular y a la difusión eddy, para un constituyente menor ligero de densidad N_1 es

$$\phi_1 = -DN_1 \left(\frac{1}{N_1} \frac{\partial N_1}{\partial z} + \frac{M_1 g}{kT} + \frac{\alpha_T + 1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \right) - KN \frac{\partial (N_1/N)}{\partial z} \quad (5.22)$$

donde N es la densidad total de la atmósfera o densidad de fondo. La ecuación (5.22) corresponde a la ecuación (1.20), sólo que se le han agregado un par de términos: el término correspondiente a α_T es un término que toma en cuenta a la difusión térmica, mientras que el término correspondiente a la K es el término de difusión eddy. Para bajas densidades, solo el término molecular, esto es, el término asociado al coeficiente de difusión D , es importante; para altas densidades, D es muy pequeño y el término K

domina. La altitud a la cual $D = K$ se define como la homopausa.

Si se define la abundancia fraccionaria f_1 como

$$f_1 = \frac{N_1}{N}$$

y la escala de altitud de densidad actual H^* como la ecuación (1.12)

$$\frac{1}{H^*} = - \frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial z}$$

entonces el recíproco de la escala de densidad en equilibrio difusivo es (con el término de difusión térmica incorporado)

$$\frac{1}{H_E^*} = \frac{Mg}{kT} + \frac{\alpha_1 + 1}{T} \frac{\partial T}{\partial z} \quad (5.23)$$

Por lo tanto, la ecuación (5.22) se puede reescribir de la siguiente forma

$$\phi_1 = - b_1 f_1 \left(\frac{1}{H_{1E}^*} - \frac{1}{H_1^*} \right) - KN \frac{\partial f_1}{\partial z} \quad (5.24)$$

donde se utilizó la relación $D = b_1/N$. b_1 es el parámetro binario de colisión, que debe ser medido para un par sustancias que chocan.

La máxima tasa de difusión se tiene para una mezcla completa, donde $\partial f_1 / \partial z = 0$, ya que $\partial f_1 / \partial z$ no puede ser negativa cuando $M_1 < M$. Cuando un componente ligero de masa M_1 está completamente mezclado, se tiene que $H_1^* = H^* \equiv H_E^*$, y se dice que la difusión tiene su tasa de flujo delimitador con un valor igual a

$$\begin{aligned} \phi_1 &= b_1 f_1 \left(\frac{1}{H_E^*} - \frac{1}{H_1^*} \right) \\ &\approx \frac{b_1 f_1}{H} \left(1 - \frac{M_1}{M} \right) \approx \frac{b_1 f_1}{H} \end{aligned} \quad (5.25)$$

Tanto la pérdida del hidrógeno de la Tierra, como muy probablemente la pérdida del mismo elemento en Marte, obedecen la ecuación (5.16) con muy alta precisión [19.2].

En general, se puede representar el flujo correspondiente a la difusión molecular y eddy combinada como

$$\phi_1 = \phi_1 + b_1 f_1 \left(\frac{1}{H_1^*} - \frac{1}{H^*} \right) - KN \frac{\partial f_1}{\partial z} \quad (5.26)$$

Cuando un constituyente menor (como H) se presenta en muchas formas (H_2O , CH_4 , H_2), es necesario adicionar las diferentes ecuaciones de la forma (5.16), para obtener el flujo total de H.

Por lo tanto, cuando una región está bien mezclada, se tiene el máximo transporte vertical por difusión, lo que, a su vez, incrementa el flujo de escape [15]. Este flujo de escape ya no puede ser aumentado, no importa que tan caliente esté la exosfera. Cuando en la región de mezcla ($K > D$) el hidrógeno no se encuentra bien mezclado, entonces el flujo de escape disminuye.

El cambio fotoquímico

En el caso de la Tierra, antes de que el hidrógeno se pueda escapar, éste debe ser liberado de algunas formas (H_2O y CH_4), que dominan en la baja atmósfera, y el H_2 debe ser disociado, principalmente, en la parte media de la termosfera. En Marte, se cree que el H_2 es un producto intermedio importante en el proceso de escape. Las tasas a las cuales se llevan a cabo cada una de estas reacciones químicas constituyen una pequeña limitación para los procesos de escape.

La producción iónica

Casi todos los procesos de pérdida no-térmicos involucran iones, por lo que la tasa de producción de iones puede ser en principio una limitación a los procesos de escape. Los coeficientes de ionización son pequeños, del orden de 10^{-7} s^{-1} en

la parte interna del Sistema Solar y de 10^{-9} s^{-1} a la distancia de Saturno. Por lo tanto, frecuentemente son otros procesos los que dominan el proceso de ionización. El impacto de electrones es el proceso más común de ionización. Para la Tierra, Venus y Marte, el intercambio de carga entre H y O⁺ es la fuente dominante de producción de H⁺, provocando la absorción de fotones por el mucho más abundante oxígeno.

La energía

Los límites de energía se aplican a un gas ligero dentro o cerca de un estado de escape hidrodinámico.

Para el caso de la limitación de la energía se tiene dos casos que son:

- 1) cuando se afecta directamente el flujo posible;
- 2) cuando se afecta indirectamente el flujo a través de la magnitud de la temperatura de la exosfera.

Un flujo térmico notable requiere que el parámetro de escape λ sea menor de 10-15, y por lo mismo que el factor T/M (temperatura entre masa molecular media) sea lo suficientemente grande para la masa considerada [15].

Los estudios realizados muestran que la limitación surge a muy grandes alturas, en donde la expansión rápida del gas tiende a enfriarlo de manera adiabática (sin intercambio de calor). Si no existe una fuente de calor, la temperatura baja tanto que el escape hidrodinámico se detiene por completo. A densidades tan bajas, como las que se tienen a esas altitudes, la única fuente de calor es la radiación ionizadora solar. La energía requerida por unidad de masa atómica (uma) es aproximadamente la energía de escape de un átomo de hidrógeno GMM/r evaluada a un nivel que puede ser considerablemente mayor que el radio del planeta. Para una energía global media de entrada ξ , el flujo de escape (uma/s) limitado por el valor de la energía es [15]

$$\phi_1 = \frac{\xi r}{GMM} \quad (5.27)$$

El radio de calentamiento puede ser tan grande como $2R$, con R el radio del planeta, ya que la atmósfera de escape es muy extendida. Los investigadores J. F. Kasting y J. B. Pollack encontraron una altura de cerca de 2000 km, o un radio de 1.3 R . La tabla XV utiliza $r = R$, con $b = 2.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-1}\text{s}^{-1}$ y $T = 400 \text{ K}$. M_c es la llamada masa crítica que corresponde a la masa más alta que el escape hidrodinámico puede acarrear. Los valores de λ para una masa de 40 y una temperatura de 1000 K están incluidos. El flujo solar de $1 \text{ erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ es apropiado para una distancia de 1 U.A. del Sol actual; se tiene valores muy distintos para otras distancias y para un Sol como el que se cree que existía al principio de la historia del sistema solar.

Los valores de la tabla XV constituyen las limitaciones, debidas a la energía disponible, para los mecanismos de escape.

En el capítulo siguiente se estudiarán los procesos de escape no-térmicos.

TABLA XV

FLUJOS LIMITADOS POR EL VALOR DE LA ENERGÍA (uma $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)
Y MASAS CRÍTICAS CORRESPONDIENTES A UNA MEDIA GLOBAL
ENERGÍA SOLAR DE ENTRADA: $1 \text{ erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

	Tierra	Marte	Luna	Planetesimal [§]
Flujo	1×10^{12}	5×10^{12}	2×10^{13}	5×10^{13}
M_c	2.5	20	197	1030
λ	300	61	14	4.5

La última línea muestra los parámetros de escape térmico para una masa de 40 y una temperatura de 1000 K.

§ El planetesimal tiene la densidad de la Luna y un radio de 1000 km.

En el presente capítulo se hará un estudio de los procesos de escape atmosférico no-térmicos que se han presentado durante la evolución de las atmósferas de los planetas terrestres.

ESCAPE NO-TERMICO

La primera objeción que se presentó a la teoría de Jeans fue dada por G. J. Stoney, alrededor del año 1880, quien dijo que el flujo de escape no podía ser derivado por medio de una distribución Maxwelliana, ya que no se podía asegurar que esta distribución fuera válida para la parte alta de la atmósfera. Stoney estaba fuertemente influido por el hecho de que no existían gases en la Luna. En particular, no existen gases pesados, pero, si alguna vez existieron, éstos no hubieran podido escapar si el proceso de escape que se tuviera en la Luna fuera de tipo térmico; esto es, el cálculo de una proporción de escape a partir de una distribución Maxwelliana no hubiera permitido el escape de gases pesados. Actualmente sabemos que el escape térmico no es el proceso dominante en la Luna ni en muchos otros cuerpos celestes, y que aún compite escasamente en la pérdida de hidrógeno que se tiene en la Tierra (i.e., los procesos no-térmicos de pérdida de hidrógeno son más importantes que los procesos térmicos) [14].

Durante varias décadas, el trabajo de Jeans se convirtió en la referencia estándar para la teoría dinámica de escape de gases. Sin datos acerca de la parte alta de la atmósfera era imposible estimar el flujo de escape de hidrógeno, aunque si era posible mostrar que los gases pesados como el oxígeno y el nitrógeno no escapaban a una razón significativa. El tema continuó estéril hasta el advenimiento de la era espacial. Fue hasta el año de 1952 que L. J. Spitzer realizó la primera gran investigación del proceso de escape, la cual se basó en los primeros datos obtenidos de los cohetes puestos en la parte alta de la atmósfera. La estructura de la exosfera y la naturaleza del escape térmico fueron tratados con mayor detalle por J. W. Chamberlain en el año

de 1963 [14].

Los procesos no-térmicos dominan los flujos de escape actuales para la Tierra y, probablemente, para Venus, debido a la baja temperatura exosférica de este planeta; además, son los responsables del enriquecimiento del 75% de la razón $^{15}\text{N}/^{14}\text{N}$ en Marte. Los flujos de escape actuales son relativamente pequeños, pero no tanto como los flujos de escape de Jeans. Casi todos los procesos no-térmicos conocidos involucran iones, y, para todos ellos, su tasa de producción está limitada por la magnitud de la ionización solar incidente y por la competencia que se produce, con los gases más abundantes, por la 'utilización' de estos fotones [19.2].

En general, las partículas cargadas tienen dificultad para escapar, debido a que están atrapadas en campos magnéticos; inclusive, para el caso de un cuerpo sin campo magnético intrínseco, se tiene que dicho cuerpo está envuelto en el campo magnético que es acarreado por el viento solar. Sin embargo, existen líneas de campo abiertas, como en las regiones polares terrestres, donde es posible el escape atmosférico.

Para que un átomo no-térmico pueda escapar son necesarios 3 requisitos:

- 1) que no encuentre obstáculos por encima de él;
- 2) que tenga, por lo menos, la velocidad de escape;
- 3) que se encuentre por arriba de la exobase.

Con respecto al punto 1, en algunas ocasiones, algunas colisiones pueden tenerse sin que el escape se frustre. Aquellos átomos lentos, que lleguen a sufrir una colisión, posiblemente quedarán atados al planeta, formando una corona no-térmica. Este tipo de átomos están expuestos a un barrido por parte del viento solar; a este proceso de interacción del viento solar con los átomos de las coronas no-térmicas se le conoce como levantamiento o 'pickup' del viento solar [19.2].

ESCAPE NO TERMICO EN LA TIERRA

PERDIDA DE HIDROGENO EN LA TIERRA

Un caso que ilustra la importancia de los procesos de pérdida no-térmicos es la pérdida de hidrógeno que se produce en la Tierra. Probablemente, el escape de hidrógeno ha ocupado un lugar de primera importancia dentro de la evolución de los planetas terrestres, a excepción del caso de Mercurio, el cual bien pudo tener una muy baja cantidad de hidrógeno desde el principio. Se piensa que casi todo (si no es que todo) el hidrógeno que se ha perdido de cada planeta provino inicialmente del agua, ya sea por fotodisociación en la atmósfera o por reacción directa con algunos de los minerales presentes en la corteza terrestre. El oxígeno que se debe haber liberado durante estos procesos pudo, en algunos casos, haber sido retenido por el planeta, o, en otros más, escapar junto con el hidrógeno.

En el escape de hidrógeno de la Tierra existe un componente no-térmico significativo. La Tierra se encuentra rodeada de una plasmasfera, la cual está formada de iones de hidrógeno, H^+ , y electrones libres, a una temperatura dentro del intervalo de 5,000 a 20,000 K [20]. Sin embargo, estos protones altamente energéticos o *calientes*¹ no pueden escapar porque en su mayoría están atrapados en líneas de campo cerradas. Ahora bien, para latitudes geomagnéticas mayores de 75° , existen líneas de campo abiertas, donde los electrones y los iones calientes son acelerados rápidamente, en dirección ascendente, por el campo eléctrico que existe en la ionosfera polar. Ver figura 6.1. A este fenómeno se le conoce con el nombre de 'viento polar'. El campo eléctrico de la ionosfera polar resulta de la separación gravitacional que se produce entre los iones positivos pesados y los electrones ligeros por arriba de la turbopausa². Los iones

¹ El término 'caliente' equivale a exceso de energía térmica.

² La turbopausa es el nivel por arriba del cual la difusión molecular domina a la difusión de corrientes parásitas o difusión 'eddy'.

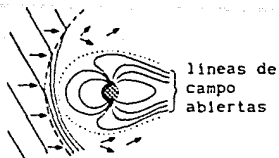


Figura 6.1. La figura muestra las líneas de campo abiertas del campo magnético intrínseco terrestre. Figura tomada de la referencia [3].

positivos y los electrones pueden alcanzar velocidades supersónicas, y, si siguen las líneas de fuerza del campo magnético, pueden realizar trayectorias balísticas, para regresar posteriormente a la atmósfera a latitudes ecuatoriales, o pueden escapar de la atmósfera terrestre a latitudes polares [5]. Las líneas de campo abiertas ocupan 1/40 de la superficie terrestre, y, por lo tanto, la densidad de iones en ellas es mucho menor que la densidad de los H^+ atrapados en las líneas de campo cerradas.

En general, la mayoría de los procesos de escape, que tienen que ver con iones de componentes atmosféricos menores, se encuentran limitados por una proporción de fotoionización pequeña, pero el hidrógeno de la Tierra es un caso especial. Esto se debe a que el hidrógeno realiza un intercambio de carga de manera muy eficiente con el oxígeno, generando, de esta manera, una fuente de mayor fuerza que la de los otros iones menores.

El investigador K. D. Cole señaló en el año de 1966 que si se diera aún otro intercambio de carga entre un átomo térmico de hidrógeno de la geocorona y un protón caliente plasmaférico, se produciría generalmente un ion frío y un átomo caliente, el cual tendría la energía suficiente para poder escapar. Cole estimó que el flujo global medio sería de $10^8 \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. La proposición atrajo poca atención, en parte porque el flujo total de escape no había sido calculado hasta ese momento; posteriormente se supo que este flujo es 2.8 veces mayor que el flujo global medio dado por Cole.

S. C. Liu y T. M. Donahue retomaron el tema cuando notaron la discrepancia de valores existente entre el flujo limitante (total) y el flujo térmico (correspondiente al escape térmico); ellos apuntaron que los procesos no-térmicos podían ser la diferencia. Liu y Donahue discutieron los procesos del viento polar y del intercambio de carga, notando que estos procesos ocupaban áreas geográficamente diferentes de la Tierra. Estas áreas que se mencionan son las regiones expuestas a líneas de campo abiertas, que corresponden al proceso del viento polar, y las regiones expuestas a líneas de campo cerradas, que corresponden al proceso de intercambio de carga. La proporción del flujo total correspondiente a los procesos térmicos y no-térmicos varía con la temperatura de la exosfera; esto ocurre de tal forma que el flujo total puede permanecer constante a través de un ajuste en la densidad del hidrógeno en la exobase. Por ejemplo, si la temperatura aumenta, entonces la región de difusión se ensancha y la densidad disminuye, con lo que se logra mantener el flujo total, esencialmente, constante. Esta proposición coincide con los datos obtenidos mediante satélites acerca de la variación de la densidad de hidrógeno con el cambio de la temperatura [14]. Hunten, Donahue y Liu han estimado que el flujo total de hidrógeno tiene un valor de $2.68 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Según estos dos investigadores, durante un mínimo solar, la mayor parte de este escape ocurre por vía de procesos no-térmicos, principalmente por el intercambio de carga con iones H^+ calientes. Este mecanismo es sustituido por el escape de Jeans conforme la exosfera se calienta durante un máximo solar.

La fuente de los hidrógenos que escapan se divide entre la fotodisociación de vapor de agua y la oxidación del metano. Cada una de las fuentes anteriores contribuye con la misma cantidad de hidrógeno en la parte baja de la estratosfera [19.2]. Si la tasa de escape actual calculada por Hunten y Donahue ha permanecido constante durante los últimos 4,500 millones de años, entonces la cantidad de agua perdida ha sido igual al equivalente de un océano terrestre de 5.7 m de profundidad. Como comparación, los $1.4 \times 10^{24} \text{ g}$ de agua, con los que cuentan actualmente los océanos terrestres, equivalen a una profundidad promedio de casi 3 km. Por

lo tanto, de acuerdo con Hunten y Donahue, la cantidad de hidrógeno que se ha perdido en la Tierra es insignificante.

Otro proceso de escape no-térmico interesante es el que se da debido a la perturbación generada por la presión de radiación sobre partículas que realizan órbitas balísticas. Sin embargo, la tasa de escape de este proceso es muy pequeña, por lo cual no será estudiada en este trabajo.

Es importante mencionar que aún en la actualidad no existe una manera de medir un flujo de escape; todos los cálculos que se mencionan se obtienen de la combinación de la medición de números de densidades y probabilidades de escape calculadas. La confianza en un dato se incrementa cuando se obtienen dos estimaciones independientes parecidas para el flujo de escape de un mismo elemento. Por ejemplo, el flujo limitante (total) del hidrógeno coincide con la suma de los flujos de escape térmico y no-térmico, que se obtuvieron de forma independiente; por lo que se cree que estos flujos son muy parecidos a los que se tienen en la realidad.

PERDIDA DE HELIO EN LA TIERRA

En el año de 1952, L. J. Spitzer realizó el primer estudio referente a la pérdida de helio. En este estudio Spitzer mostró que la tasa del escape térmico era muy pequeña para poder balancear la fuerza de la fuente de He. Según un estudio de G. J. F. MacDonald realizado en 1963, el flujo de liberación de gases a la atmósfera debe haber tenido un valor igual a $2 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$; mientras que el escape térmico de helio daba un flujo que era menor por un factor de 100. En un principio Spitzer propuso como solución que el escape se debió haber llevado a cabo durante breves periodos de muy alta temperatura exosférica. Sin embargo, posteriormente se mostró que la teoría anterior hubiera propiciado una pérdida del isótopo de helio con masa atómica 3, ^3He , muy grande como para poder ser aceptada. Esta fue la primera indicación de que los procesos de pérdida no-térmicos eran importantes.

Un poco antes, en un trabajo referente a la abundancia de helio en la exosfera de la Tierra (1961), M. Nicolet calculó la

tasa total de ionización y notó que, esencialmente, era igual a la tasa de escape requerida para este elemento. Aunque no propuso ningún mecanismo para explicar lo anterior, su trabajo sirvió para que un año después D. R. Bates y T. N. L. Patterson propusieran la formación de un ion inestable, el HeO^+ , que espontáneamente sufriría una ruptura para liberar un átomo de helio rápido o caliente. Aunque, en ese entonces, esta idea no parecía posible, actualmente se reconocen procesos parecidos para el caso del hidrógeno, el oxígeno y el nitrógeno, principalmente en el caso de los planetas Venus y Marte. En el año de 1962, A. T. Wilson propuso que los átomos de helio podrían sufrir una aceleración en dirección ascendente por la acción de campos eléctricos de origen desconocido. Este mecanismo funcionaría indistintamente tanto para el caso del ^3He , como para el de ^4He . Posteriormente, esta idea se desarrolló más y constituyó la primera ocasión en que se mencionó el 'mecanismo de viento polar', que se explicó en la sección anterior [14]. Para que este mecanismo se lleve a cabo, es necesario que el planeta sea un planeta magnético, como es el caso de la Tierra; en caso contrario, no se tendrían los campos magnéticos con la intensidad suficiente.

Actualmente, la teoría más aceptada se expuso en una publicación complementaria al primer tratado del viento polar. Esta teoría fue dada por W. I. Axford en el año de 1968. La idea central es que el viento polar, que fluye a lo largo de líneas de campo polares abiertas, es matemáticamente igual al viento solar. Ambos vientos resultan con una velocidad final mayor que la velocidad del sonido que se tiene en la capa donde se originaron. Un mecanismo alternativo a este tratamiento hidrodinámico se basa en el campo eléctrico de dirección ascendente que existe en la ionosfera debido a la neutralidad de cargas que se requiere en esta región [28]. Axford señaló que, debido a la convección magnetosférica, el área en la ionosfera afectada por la pérdida causada por el viento polar es mucho mayor que la región instantánea ocupada por las líneas de campo abiertas. Dicho de otra forma, por efecto de la convección magnetosférica, el área donde se lleva a cabo el proceso de escape del viento polar no se limita a la región de las líneas de campo abiertas [14].

ESCAPE NO TERMICO EN VENUS

PERDIDA DE HIDROGENO EN VENUS

En el capítulo 5, se explicó el escape hidrodinámico que se piensa se llevó a cabo en la atmósfera primitiva de Venus. Si se supone que Venus contaba con el equivalente de un océano terrestre durante los primeros cientos de millones de años de su existencia, este proceso de escape puede explicar la pérdida de hasta 98% del hidrógeno esperado faltante en la atmósfera de dicho planeta. Sin embargo, existe todavía un 2% de hidrógeno faltante que no se puede explicar en base a ninguno de los dos procesos de escape tratados hasta este momento. El escape de Jeans tiene una tasa de escape de $5 \times 10^4 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ para una temperatura exosférica de 300 K. Si éste fuera el único proceso encargado de depletar el hidrógeno atmosférico durante los últimos 3 mil millones de años de la historia de Venus, se esperaría una cantidad 1000 veces mayor de agua en la atmósfera que la que se observa actualmente. Si al principio de su existencia Venus realmente contó con el equivalente de un océano terrestre, entonces lo anterior implica que deben de haber existido otro tipo de mecanismos de escape no-térmicos que produjeron átomos calientes de hidrógeno en la exosfera del planeta.

La primera evidencia de la existencia de procesos no-térmicos surgió cuando el vehículo espacial Mariner 5 midió 2 escalas de altitud diferentes para el átomo de hidrógeno, utilizando la emisión Lyman α de este elemento [29]. Las dos mediciones se interpretaron como dos poblaciones distintas de hidrógeno atómico. De estas poblaciones, una de ellas correspondería a átomos de hidrógeno energetizados mediante procesos térmicos, con una temperatura de 300 K, y otra correspondería a átomos de hidrógeno energetizados mediante procesos no-térmicos, con una temperatura de 1000 K. Posteriormente, las mediciones hechas por el vehículo espacial Mariner 10 confirmarían los datos obtenidos por el Mariner 5 [30]. Los investigadores S. Kumar y D. M. Hunten sugirieron que entre el 10 y el 30% de los átomos calientes de

hidrógeno podían escapar de la atmósfera de Venus, siendo las principales fuentes las de tipo químico, tales como la recombinación disociativa de OH^+ [14]. Un nuevo auge a la interpretación de las dos poblaciones se tuvo en el año 1978, cuando el vehículo espacial Pionero Venus midió una densidad de iones en la plasmasfera de Venus que constituían una fuente de hidrógeno no-térmico mucho mayor de la esperada.

Posteriormente, los estudios demostraron que la presencia de hidrógeno no-térmico era desigual; esto es, además de mantener la población de hidrógeno no-térmica, era necesario un flujo de escape de hidrógeno no-térmico de $\sim 10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ para explicar la baja abundancia relativa total de hidrógeno en la termosfera y

TABLA XVI

Mecanismo		Tasa Actual de Escape ($\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)	Tasa de Escape máxima en el pasado ($\text{cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$)
I. Escape hidrodinámico			1.0×10^9
II. Intercambio de carga	$\text{H} + \text{H}^+ \longrightarrow \text{H}^+ + \text{H}^{\bullet}$		
	$\text{O} + \text{H}^+ \longrightarrow \text{O}^+ + \text{H}^{\bullet}$	1.2×10^7	1.0×10^{10}
	$\text{H} + \text{D}^+ \longrightarrow \text{H}^+ + \text{D}^{\bullet}$	4.2×10^3	
III. Impacto de oxígeno caliente	$\text{O}_2^+ + \text{e} \longrightarrow \text{O}^+ + \text{O}^{\bullet}$		
	$\text{O}^+ + \text{H} \longrightarrow \text{O}^{\bullet} + \text{H}^+$	8.0×10^6	2.5×10^7
IV. Reacciones ión-molécula	$\text{O}^+ + \text{H}_2 \longrightarrow \text{OH}^+ + \text{H}^{\bullet}$		
	$\text{OH}^+ + \text{e} \longrightarrow \text{O} + \text{H}^{\bullet}$	$\leq 3.0 \times 10^8$	5.0×10^8
V. Intercambio de carga con el viento solar	$\text{H} + \text{H}_{\text{vs}}^+ \longrightarrow \text{H}^+ + \text{H}^{\bullet}$		
	$\text{O} + \text{H}_{\text{vs}}^+ \longrightarrow \text{O}^+ + \text{H}^{\bullet}$	1.5×10^6	
VI. Ionización y levantamiento por el viento solar	$\text{H} + h\nu \longrightarrow \text{H}^+ + \text{e}$		8.0×10^5
	$\text{H} + \text{O}^+ \longrightarrow \text{H}^+ + \text{O}$		
VII. Escape de Jeans		5.0×10^4	

Producción y escape no-térmico de hidrógeno y deuterio en Venus.

exosfera comparada con las pocas partes por millón presentes, en forma de H_2O y HCl , en las partes altas de las nubes [27].

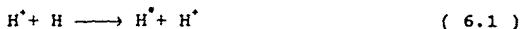
A lo largo de los años, diversos investigadores han propuesto diferentes mecanismos para la producción de átomos calientes de hidrógeno en la atmósfera de Venus (a partir de este momento, se representaran los átomos calientes de hidrógeno como H^*). Estos mecanismos se muestran en la tabla XVI.

De los procesos de escape mostrados en la tabla XVI, sólo los procesos I, II, III y IV tienen o tuvieron flujos de escape lo suficientemente grandes como para ser considerados significativos durante la evolución de la atmósfera de Venus. El escape de Jeans es despreciable, debido a la temperatura exosférica tan baja (300 K) que existe en el planeta [20]. En el pasado, se cree que la producción excesiva de hidrógeno, causada por la fotodisociación del H_2O , debe haber alterado la estructura y la química de la parte alta de la atmósfera, cambiando la importancia relativa de los diversos procesos de escape.

De los procesos significativos de la tabla XVI, el escape hidrodinámico fue explicado en el capítulo anterior, por lo que en este capítulo se explicarán los procesos restantes, que corresponden a los procesos no-térmicos.

I. Intercambio de carga plasmásferico

El intercambio de carga en la exosfera entre átomos fríos de hidrógeno y de oxígeno con iones H^+ a altas temperaturas conlleva a la producción de H^* no-térmicos, una fracción de los cuales puede escapar al espacio interplanetario. La producción de estos H^* se representa mediante las siguientes ecuaciones



Se cree que los H^* producidos tienen aproximadamente una distribución maxwelliana, con una energía media de entre 0.3 y 0.6 eV, dependiendo de la temperatura del ión (en la ionosfera de

Venus, la temperatura medida de los iones tiene un valor constante de -2300 K en el lado día, y un valor de -5000 K del lado noche). Una parte de estos átomos debe contribuir a la población de H no-térmicos que se observa en la exosfera, mientras que aquellos en la cola de alta velocidad de la distribución, con $E > 0.52$ eV, pueden escapar.

Los investigadores R. R. Hodges y B. A. Tinsley calcularon un flujo de escape de 1.7×10^7 $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [31], mientras que M. B. McElroy estimó un flujo de escape, debido al intercambio de carga, de solamente 2×10^6 $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [32]. La discrepancia entre estos dos resultados puede deberse a la temperatura de los iones utilizada en cada uno de los cálculos. La figura 6.2 muestra la dependencia que existe entre la temperatura iónica y el escape atmosférico. El escape atmosférico está dado en base a un parámetro a_e , llamado *la fracción de escape*, que se define como la razón entre los átomos que escapan y el número total de átomos calientes producidos por el intercambio de carga.

McElroy calculó una fracción de escape de tan sólo 3%, que corresponde a una temperatura media de los iones de 1500 K. La estimación de Hodges y Tinsley requiere una fracción de escape del

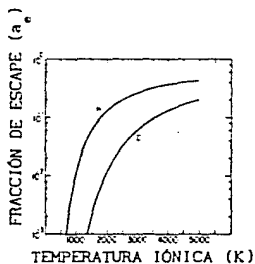


Figura 6.2. Se muestra la fracción de escape, a_e , con respecto a la temperatura iónica incidente para el hidrógeno y el deuterio. El parámetro a_e se define como la razón entre los átomos que escapan y el número total de átomos calientes producidos por el intercambio de carga. Figura tomada de la referencia [27].

22%, que corresponde a una temperatura media de los iones de 3400 K. Para obtener esta fracción de escape, Hodges y Tinsley propusieron un modelo de la distribución de hidrógeno. Sin embargo, en la actualidad se cuenta con datos de la distribución de hidrógeno real en la atmósfera de Venus, obtenidos de las mediciones *in situ* realizadas por el vehículo espacial Pionero Venus [33]. Por lo tanto, la fuerza del intercambio de carga plasmaférico ha sido revaluada. Los resultados de este nuevo cálculo se muestran en el trabajo realizado por los investigadores Kumar, Hunten y Pollack en el año de 1983 [27]. De acuerdo al modelo expuesto por Kumar et al, la producción más alta de H^+ , por el proceso de intercambio de carga, se registra entre las 2 y las 5 A.M.. El promedio global de la producción de H^+ y la tasa de escape para los H^+ , producidos por el intercambio de carga entre H^+ y H (ecuación 6.1), son, respectivamente

$$P(H) = 2.4 \times 10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

$$\phi_{\text{esc}} = 2.7 \times 10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

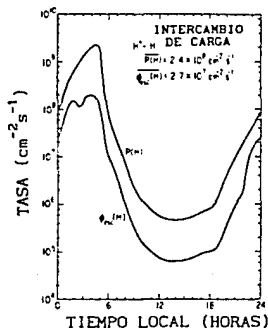


Figura 6.3. Producción, $P(H)$, y tasas de escape, ϕ_{esc} , de los átomos calientes producidos por el intercambio de carga dado entre H^+ y H, como función del tiempo local. Figura tomada de la referencia [27].

La mayor contribución proviene del lado noche, ya que, en la región de la media noche, la temperatura de los iones es mucho mayor que en cualquier otra parte del planeta. Ver figura 6.3.

Según el modelo de Kumar et al, la fuente de producción de H^+ , mediante el intercambio de carga entre el H^+ y el O (ecuación 6.2), no presenta tanta variación entre el día y la noche. Esto se debe a que la densidad de O del lado día es mucho mayor que en el lado noche, lo cual contrarresta el efecto de la protuberancia de H en el lado noche. En este caso, la producción global promedio y la tasa de escape de H^+ son

$$P(H) = 1.7 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$$

$$\phi_{\text{esc}} = 2.8 \times 10^4 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$$

Ambos valores son insignificantes en comparación con los valores dados por el intercambio de carga entre el H^+ y el H. Estos resultados se encuentran graficados en la figura 6.4.

Análogamente a la ecuación (6.2), se tiene un intercambio de

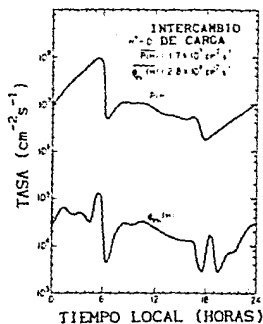


Figura 6.4. Producción, $P(H)$, y tasas de escape, ϕ_{esc} , de los átomos calientes producidos por el intercambio de carga dado entre H^+ y O, como función del tiempo local. Figura tomada de la referencia [27].

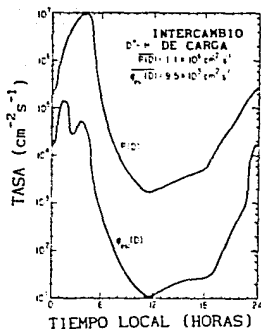


Figura 6.5. Producción y tasas de escape calculadas para los átomos calientes de deuterio obtenidos mediante en intercambio de carga entre el D^+ y el hidrógeno. Figura tomada de la referencia [27].

carga entre el ión de deuterio, D^+ , y el hidrógeno, con la subsecuente producción de D^+ , parte de la cual puede escapar. Mediante el modelo de Kumar et al, se estimaron los valores para la producción media global y la tasa de escape para el intercambio de carga entre el D^+ y el hidrógeno. Los valores que se obtuvieron fueron

$$P(D) = 1.1 \times 10^6 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

$$\phi_{\text{esc}} = 9.5 \times 10^3 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$$

Estos valores se encuentran graficados en la figura 6.5. Los valores de $P(D)$ y $\phi_{\text{esc}}(D)$ constituyen límites superiores debido a que han sido estimados para una distribución de D^+ que está calculada en base a las mediciones *in situ* de iones de masa atómica 2 realizadas por el vehículo espacial Pionero Venus. El problema que surge es que no existe una identificación exacta de estos iones de masa 2, los cuales pueden ser H_2^+ o D^+ .

Es importante mencionar que todos los promedios globales del

modelo de Kumar et al se obtuvieron de la variación día-noche de la distribución de H^+ y D^+ en el ecuador del planeta, debido a que el vehículo espacial Pionero Venus sólo orbitó esa región del planeta. Por lo tanto, no se tiene información directa de las distribuciones de H^+ y D^+ para otras latitudes.

Si se considera que la distribución en el ecuador constituye un máximo, Kumar et al creen que es válido suponer que la tasa de escape promedio global, para el intercambio de carga entre H^+ y H , es de $1.2 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [19.2]. Este valor es mayor que el estimado por McElroy y es del orden del escape de hidrógeno esperado por Tinsley y Hodges. Sin embargo, la fracción de escape de Kumar et al es del 11 %, mientras que la de Tinsley y Hodges es del 22% [27].

Consecuencias del intercambio de carga $H^+ - H$ en las atmósferas del pasado

Las atmósferas del pasado debieron contar con mayores densidades de hidrógeno. Actualmente, a excepción de un abultamiento máximo dado en la distribución de H^+ , la densidad de O^+ es mayor que la densidad de H^+ en la parte alta de la ionosfera. De hecho, en cuanto a densidad, el O^+ es el ión más importante en la parte alta de la ionosfera de todo Venus. Sin embargo, según el modelo propuesto por Kumar et al para densidades iónicas en las atmósferas del pasado, en estas atmósferas la densidad de H^+ debe haber aumentado linealmente con H , debido al intercambio de carga dado entre H y O^+ . Pese a que, hoy en día, la noche aporta la mayor cantidad de hidrógenos que escapan por el intercambio de carga, para las atmósferas primitivas, con una abundancia de H mucho mayor, se esperaría que el lado día fuera más importante, ya que la fuente de ionización, esto es, la cantidad de rayos ultravioleta solares, es al menos 10 veces mayor que la fuente de ionización del lado noche. Se cree que la abundancia de H en el pasado daría un máximo de $\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$, que es aproximadamente igual a la densidad ionosférica actual del O^+ en el máximo de la región F2 de la ionosfera.

Como el intercambio de carga debe ocurrir arriba de la

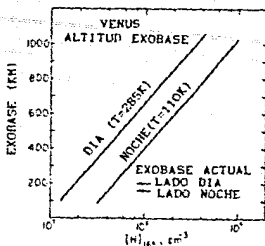


Figura 6.6. La altitud del nivel de la exobase se grafica como función de la densidad de hidrógeno atómico a una altitud de 165 km. Figura tomada de la referencia [27].

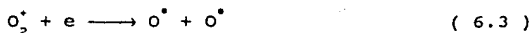
exobase para que se permita el flujo de escape sin que se tenga una pérdida de energía por colisión con otros átomos o moléculas, la tasa de producción de H^+ debe haber continuado aumentando, debido al incremento de la densidad de H en la exobase, hasta que los átomos de hidrógeno determinaron la altitud de la exobase en lugar del átomo de O , que es el mayor constituyente neutral en la exobase actual. Hoy en día, la altitud de la exobase está determinada por el O , y es de 200 km para el lado día y de 152 km para el lado noche. En el pasado, cuando la abundancia de H era mayor, el nivel de la exobase empezaría a estar determinado por la densidad de H cuando a una altitud de 165 km la densidad de H fuera mayor de $2 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ del lado día y $4 \times 10^7 \text{ cm}^{-3}$ del lado noche. Lo anterior se ilustra gráficamente en la figura 6.6. Las tasas de escape máximas para el proceso de intercambio de carga se tendrían para densidades de H cercanas a estos valores. Al tomar en cuenta las consideraciones anteriores, mediante el modelo propuesto por Kumar et al, se obtuvo un flujo de escape global promedio máximo de $7.5 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ para el lado día del planeta, y un flujo de entre $1.4 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ y $3.5 \times 10^9 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ para el lado noche. Entonces, se cree que el lado día era la fuente más importante de escape de H , si sólo se considera el proceso de

intercambio de carga; además, el flujo de escape del pasado era 2 órdenes mayor que el que se tiene actualmente.

Por último, es importante mencionar que Kumar et al consideraron que la formación de O_2 , que siguió al escape de hidrógeno, no se realizó eficientemente, debido a reacciones oxidativas superficiales. De no haber sido así, el aumento en la densidad de O_2 atmosférico hubiera disminuido la densidad relativa de H^+ y la tasa de escape hubiera sido menor que la estimada mediante la utilización de su modelo. Como el escape no-térmico de O es pequeño, se cree que la remoción de O_2 por reacciones superficiales se dió necesariamente para contar con un escape de H efectivo.

II. Impacto de oxígeno caliente

El impacto de oxígeno caliente a 'knock on' es el segundo proceso no-térmico de flujo de escape considerable que se tiene en Venus. Este proceso fue sugerido inicialmente por McElroy, y consiste en la producción de átomos calientes de O por la recombinación disociativa del O_2^+ , los cuales, a su vez, chocan con el hidrógeno exosférico produciendo átomos de H calientes no-térmicos, algunos de los cuales pueden obtener la energía necesaria para escapar. Este proceso se representa mediante las siguientes ecuaciones



McElroy, junto con otros investigadores, estimó una tasa de escape de H de $\phi_{esc} = 8 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ para este proceso [32]. Dicho proceso se realiza eficientemente en el lado noche de la atmósfera actual de Venus, ya que el máximo ionosférico de O_2^+ se sitúa a 145 km de altitud, justo por debajo de la exobase que se sitúa a -152 km de altitud. Como ya se había mencionado, el nivel actual de la exobase se determina por la densidad del oxígeno atómico, que es de $3.4 \times 10^8 \text{ cm}^{-3}$ a 152 km de altitud. Sin embargo, en el

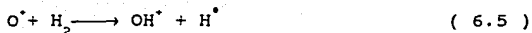
pasado, el nivel de la exobase hubiera estado determinado por la densidad de H. Ahora bien, la escala de altitud del O_2^+ es muy pequeña (~5km) comparada con la escala de altitud del H (~100km), y la región donde mayor cantidad de O^+ es producida es de tan sólo ~20 km alrededor del máximo de O_2^+ . Entonces, para una exobase situada muy por arriba del máximo de O_2^+ , el proceso de producción de H^+ por impacto de O caliente debe haber sido ineficiente, ya que los átomos de H^+ deben haber chocado con los átomos fríos de H, cediéndoles energía térmica antes de llegar a la exobase de donde podrían haber escapado. Por lo tanto, la pérdida de H, dada por el proceso de impacto de oxígeno caliente, sólo es significativa en el presente.

Si se suman las pérdidas de hidrógeno dadas por el flujo de escape por intercambio de carga entre H^+ y H, calculado por Kumar et al, y el flujo de escape por impacto de oxígeno caliente, calculado por McElroy et al, es posible explicar la pérdida de un océano de 40 cm de profundidad durante el tiempo de vida del Sistema Solar [19.2]. Esta cantidad no es despreciable si se recuerda que la mayor pérdida de hidrógeno de la atmósfera de Venus, en el pasado, se realizó principalmente por escape hidrodinámico, y no por procesos no-térmicos.

Por último, es interesante comentar que el proceso de impacto de O caliente puede dar la cantidad de energía necesaria para que los átomos de H escapen, pero no para que los átomos de deuterio lo logren. Por lo tanto, se tiene un fraccionamiento de D/H con un 100% de eficiencia. Sin embargo, el flujo de escape debido al intercambio de carga es mucho mayor, y su eficiencia de fraccionamiento, aunque grande, no tiene el 100% de eficiencia.

III.Reacciones ion-molécula

El tercer proceso con una tasa de escape significativa es el de las reacciones *ión-molécula*. Si la densidad de H_2 es lo suficientemente alta, se produce una reacción entre el O^+ y el H_2 , con una subsecuente recombinación de OH^+ que genera átomos de hidrógeno calientes no-térmicos, como se describe en el siguiente par de ecuaciones



El flujo de escape de este mecanismo depende, en gran parte, de la razón de mezcla del H_2 , la cual es incierta inclusive para la atmósfera actual. Si el ión de masa 2, medido por el espectrómetro del vehículo espacial Pionero Venus, es H_2^+ , entonces la abundancia de H_2 es de 10 partes por millón (ppm) y la tasa de escape de hidrógeno del lado día es de $-10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ [34]. Esta identificación del H_2^+ con el ión de masa 2 está apoyada por las mediciones hechas por los vehículos espaciales Venera 13 y Venera 14. Dichas mediciones dieron valores para la razón de mezcla del H_2 de 25 ± 10 ppm cerca de la superficie. Sin embargo, si el ión de masa 2 es D^+ , entonces la razón de mezcla del H_2 es baja, y, en consecuencia, su tasa de escape es insignificante. La identificación del D^+ con el ión de masa 2 está apoyada por la detección de hidrógeno, deuterio y oxígeno en la gota de una nube realizada por el espectrómetro del vehículo espacial Pionero Venus [35].

En el lado noche, en la región del planeta situada justo antes del amanecer, la medición del ión de masa 2 ha indicado que la proporción de H_2 del lado noche con respecto al lado día puede ser de 200 a 1, si la principal fuente de ionización la constituyen los impactos con electrones energéticos. Además, la densidad de O^+ en el lado noche es de -5% su valor en el lado día. La combinación de estos dos valores ha fijado un valor de $-2 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ a la tasa de escape del H del lado noche. En conjunto, las fuentes del lado día y del lado noche producen una tasa de escape de $5 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Se cree que en el pasado, el H_2 pudo haber sido más abundante por la mayor proporción de liberación de gases del interior del planeta o por las reacciones del H_2O atmosférico con los minerales de la corteza. Normalmente, la razón de mezcla de H_2 es de aproximadamente un 10% de la razón de mezcla de H en la homopausa. Sin embargo, una mayor abundancia de H_2 no daría una tasa de

escape mayor de la fuente O^+-H_2 , ya que el aumento de H_2 implicaría un aumento en la densidad de H que disminuiría, a su vez, la densidad de O^+ , debido al intercambio de carga O^+-H . Por lo tanto, el proceso de reacciones ión-molécula para la pérdida de H al espacio interplanetario sólo es importante en la actualidad.

Erosion del viento solar

Si se supone que Venus contó inicialmente con un aporte de agua igual al equivalente de un océano terrestre, el viento solar constituye otro proceso no-térmico que puede explicar el faltante de agua en la atmósfera de este planeta. El hecho de que Venus haya contado con dicha cantidad de agua es muy factible, ya que se cree que tanto la Tierra como Venus se formaron en la misma región de la nebulosa solar y que, por lo tanto, durante un periodo largo de tiempo, ambos fueron lo suficientemente masivos como para intercambiar planetesimales entre sí. Los planetesimales de la Tierra deben haber sido ricos en agua, y, por lo mismo, Venus recibió una cantidad significativa de este elemento.

Venus cuenta con un campo magnético intrínseco; sin embargo, el valor de la intensidad del campo magnético en su superficie no es ni la diezmillonésima parte del valor terrestre (0.6 gauss). En el caso de la Tierra, en la dirección Sol-planeta, la magnetopausa³ se localiza a 66,000 km del centro del planeta, que, comparado con los 6,380 km del radio terrestre, da una extensión de la magnetopausa de aproximadamente 10 radios terrestres. Esta distancia distancia es lo suficientemente grande como para impedir que los electrones y protones, que forman al viento solar, interactúen con su atmósfera. Por otra parte, en Venus, en la dirección planeta-Sol, la magnetopausa se encuentra a tan sólo 6300 km del planeta, que, comparado con los 6050 km del radio

³ La magnetopausa es la parte que marca el límite del campo magnético intrínseco del planeta debido a su interacción con el campo magnético solar, el cual es acarreado por el viento solar. La distancia a la que se encuentra la magnetopausa del planeta varía de unos cuantos radios planetarios, en la dirección Sol-planeta, hasta miles de radios, en la dirección opuesta al Sol.

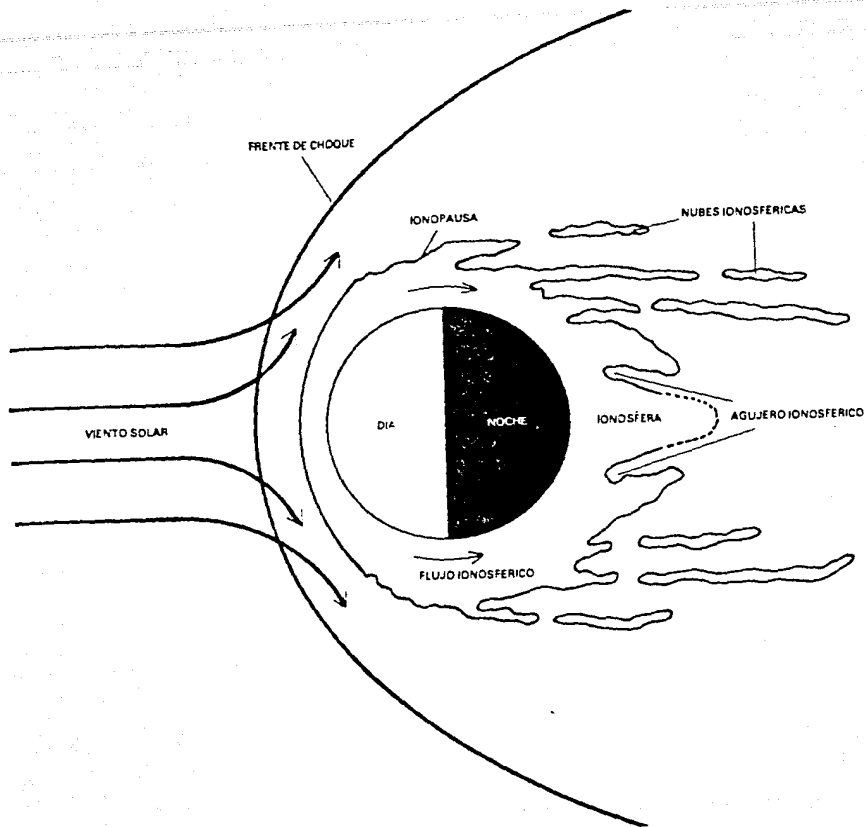


Figura 6.7. Geometría de la región de interacción del viento solar con la ionosfera de Venus en el plano perpendicular a la eclíptica. Figura tomada de la referencia [36].

planetario, da una distancia equiparable al mismo. Como

consecuencia, se tiene que la parte alta de la atmósfera, o, de manera más específica, la ionosfera, interactúa directamente con las partículas del viento solar. Las capas superiores de la ionosfera se comprimen hacia el planeta y el viento solar es forzado a fluir en su entorno. Lo anterior fue determinado por la observación de que la ionosfera del planeta no disminuía gradualmente con la altura, sino que terminaba de manera abrupta a unos cuantos cientos de kilómetros de su superficie. Por lo tanto, la ionosfera posee un límite superior bien definido, al cual se le llama la ionopausa [16]. Ver figura 6.7.

En la ionopausa se tiene un balance entre la presión cinética de las partículas del viento solar y la presión térmica de las partículas ionosféricas que chocan con ellas. Este balance se

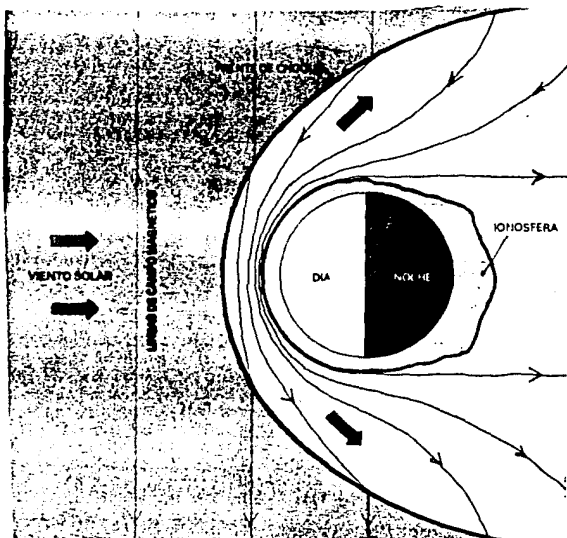


Figura 6.8. Acumulación de las líneas de campo del viento solar alrededor de la ionosfera de Venus. Figura tomada de la referencia [36].

produce mediante un proceso electrodinámico que genera una región magnética externa a la ionopausa. El viento solar conserva el flujo magnético en el que se desplazó originalmente, esto es, arrastra las líneas del campo magnético solar (su valor es de -10^{-4} gauss). Cuando el viento solar incide sobre el obstáculo ionosférico, las líneas de campo que arrastra se acumulan alrededor de dicho obstáculo, formando una región externa a la ionopausa, en donde la intensidad magnética aumenta hasta casi 10 veces. Esta región se observa en la figura 6.8, y constituye la llamada barrera magnética. La presión del campo magnético, presente dentro de la barrera magnética, es comparable al valor de la presión cinética del viento solar incidente. Conforme las partículas del viento solar avanzan hacia la ionopausa, la presión cinética es remplazada gradualmente por un aumento en la presión del campo magnético que arrastran. Durante la interacción con el material ionosférico, el viento solar, que viaja a 300 km/s (esta velocidad es bastante mayor que la velocidad del sonido local), se frena bruscamente, mientras aumenta considerablemente su densidad, temperatura e intensidad magnética. Por fuera del frente de choque, el campo magnético del viento solar posee aproximadamente el doble de su valor original; este valor continúa aumentando conforme se acerca a la ionopausa. Al cruzar la ionopausa, la intensidad del campo magnético decrece rápidamente, incluso se han llegado a registrar valores menores que los medidos para el viento solar en regiones lejanas de la interacción. Lo anterior es consecuencia de la baja magnetización interna de Venus [36].

Sin embargo, dentro de la ionopausa, se han detectado, en algunas ocasiones, pulsos magnéticos de gran intensidad. Estos pulsos parecen estar relacionados con los procesos de interacción que se dan en la ionopausa. Su configuración es de una cuerda trenzada en las que se enroscan las líneas de campo de manera helicoidal.

El hecho de que la ionosfera de Venus sea comprimida por el viento solar le da un carácter de fluido a este plasma. Esto era algo inesperado, debido a la baja densidad de partículas que posee dicho viento en la vecindad de Venus (10 cm^{-3}). Esta densidad tan baja da un camino libre medio del orden de la

distancia entre el Sol y Venus (~ 108 millones de kilómetros). Por lo tanto, las partículas prácticamente no chocan y, en consecuencia, no transmiten información directamente, como en el caso de un fluido.

Para este caso, se han propuesto otros medios de comunicación distintos al de las colisiones coulombianas de las partículas del viento solar con las partículas ionosféricas. El movimiento que siguen las partículas eléctricamente cargadas alrededor de las líneas de fuerza del campo magnético genera, en algunos casos, un ordenamiento estadístico similar al encontrado en un fluido. Esto se debe a que el movimiento de giro de cada partícula produce campos eléctricos y magnéticos locales que afectan el comportamiento de otras partículas [36].

Esta explicación también sería válida para el viento solar en la vecindad de la barrera magnética del planeta; sin embargo, para este caso, parecer ser que son otro tipo de fenómenos los que validan el comportamiento de fluido del viento solar. El viento solar está expuesto a la contaminación producida por la presencia de partículas de origen planetario que se encuentran por fuera de la ionopausa. Estas partículas proceden de la fotoionización realizada por los rayos ultravioleta del Sol. Las partículas neutras de la alta atmósfera, principalmente átomos de H y O, no se acoplan electrodinámicamente con el viento solar, por lo cual pueden situarse a altitudes mayores que la altitud de la ionopausa. Como consecuencia, se tiene un componente de material neutro de origen planetario a grandes alturas, que, al ser ionizado por la radiación solar, libera iones positivos y electrones que interactúan localmente con el viento solar. Esta interacción provoca movimientos de giro alrededor de las líneas de fuerza del campo, lo cual produce, análogamente al caso anterior, campos eléctricos y magnéticos. De esta actividad electromagnética resulta un acoplamiento efectivo entre las partículas solares y las partículas ionosféricas a través de señales electromagnéticas de carácter turbulento [36].

El carácter turbulento de la interacción se observa en la manera como se desplaza el viento solar hacia los flancos de la ionosfera y hacia el hemisferio nocturno del planeta. En la región

del terminador⁴, la velocidad del gas solar inmediato a la ionopausa es menor que la velocidad con la que fluye en regiones lejanas de la zona de interacción. Esto describe un gradiente transversal de velocidades, en lugar de un perfil uniforme como el que se exhibe por fuera de los obstáculos de carácter magnético de otros planetas. Cerca del terminador, a 150 km de altitud, la velocidad del viento solar es de 150 km/s, mientras que, a una altitud de 2,500 km, la velocidad alcanza valores de 300 km/s. Se cree que lo anterior se debe a una interacción de tipo viscoso entre el viento solar y el material ionosférico; esto es, el viento solar pierde momento al transferir una fracción de su momento cinético a las capas superiores de la ionosfera por medio de una interacción viscosa. De esta forma, el viento solar debe arrastrar partículas ionosféricas al lado noche del planeta.

También las partículas neutras y ionizadas, que contaminan el viento solar, se pueden llevar parte del momento cinético de éste. En este caso, se produce una transferencia de carga entre el H⁺ del viento solar y el H atmosférico. El nuevo átomo de hidrógeno formado se desplazará con la velocidad del viento solar, mientras que el nuevo protón se desplazará a una velocidad menor, teniéndose una pérdida efectiva del momento cinético incidente. Sin embargo, la pérdida de momento cinético por su transferencia a las partículas contaminantes no es un proceso que justifique totalmente la deficiencia de momento cinético del viento solar. Además, en esa región de interacción, el viento solar manifiesta características incompatibles con los efectos de las partículas contaminantes. Por ejemplo, la interacción entre el viento solar y las partículas contaminantes debe producir un enfriamiento neto del flujo, debido a que las partículas ionosféricas tienen una temperatura que es dos órdenes menor que la del viento solar. Sin embargo, cerca de la ionopausa, la temperatura del viento solar aumenta, para después disminuir al moverse alrededor del frente de choque del planeta. Por otro lado, cerca del terminador, se ha detectado que la temperatura del gas solar experimenta un segundo

⁴ Terminador: línea que divide, en los planetas y satélites, a la parte de la superficie iluminada por el Sol de la parte oscura.

aumento, justo en la región en que el viento solar viaja a bajas velocidades. Este aumento de temperatura se puede deber a una interacción viscosa, por lo debe existir una conversión de la energía cinética incidente en energía térmica de las partículas. Otro factor, que hace pensar en una interacción viscosa, es la disminución de la velocidad de las partículas de las capas superiores de la ionosfera, que se desplazan al lado noche, conforme la altitud decrece.

Se ha sugerido que el desplazamiento de partículas ionosféricas del lado día al lado noche se puede deber a la diferencia de densidades ionosféricas entre los dos lados; sin embargo, esta explicación no es satisfactoria, ya que las velocidades ionosféricas son mayores que la del sonido, dando condiciones de flujo supersónico que no pueden ser justificadas por diferencia de concentraciones.

Ahora bien, al igual que para el caso del lado día, la ionosfera del lado noche de Venus presenta un acotamiento. Esto no se puede deber a que el viento solar ejerza una presión que comprima la ionosfera. Sin embargo, algunas condiciones presentes en la región del terminador pueden explicar esta compresión. Es conveniente mencionar que la altitud de la ionopausa varía con la temperatura. Esta variación puede ir desde unos cuantos cientos de kilómetros hasta cerca de 3000 km. Relacionada con esta variación, existe una dependencia entre la posición de la ionopausa nocturna y la densidad de energía cinética del viento solar incidente. Al igual que en el lado día, la ionopausa tiene menor altitud a mayor densidad de energía cinética. Además de la variación debida a la densidad de energía cinética del viento solar, la ionopausa nocturna muestra una fuerte distorsión: tiene mayor altitud a menor latitud y menor altitud a mayor latitud. Esto implica que, entre otras cosas, la barrera magnética, situada por delante de la ionopausa diurna, debe ser muy débil cerca de los polos. Esto se debe, probablemente, a que las líneas de campo están orientadas en dirección paralela al plano de la eclíptica, con lo cual no tienden a acumularse, como era el caso para bajas latitudes. La débil barrera magnética dará como resultado un mayor contacto entre las dos poblaciones, la de partículas del viento solar y la

de partículas de la ionosfera, y, por lo tanto, una mayor turbulencia. Por lo anterior, se dará una mayor viscosidad, produciéndose un mayor arrastre de partículas hacia el lado noche y una disminución de la velocidad del viento solar. A bajas latitudes, el campo magnético acumulado alrededor de la ionopausa provocará un menor rendimiento del proceso viscoso.

Debido al calentamiento que sufren las partículas del viento solar al interaccionar viscosamente con la ionosfera en la región del terminador, se produce un aumento local de presión. Este aumento produce una expansión del gas solar, el cual al no encontrar ningún impedimento en las regiones polares, se mueve y entra de lleno en el interior de la cavidad que las líneas de campo magnético forman a bajas latitudes por detrás del planeta. Se cree que este fenómeno es el que acota la ionosfera del lado nocturno del planeta [36]. Del lado día, la presión magnética de las líneas de campo acumuladas impide que el viento solar se desplace a bajas latitudes. El movimiento hace que las partículas de la ionosfera polar se alejen gradualmente del planeta conforme bajan de latitud, alcanzando grandes altitudes cerca del ecuador del lado noche.

La erosión del viento solar produce estructuras ionosféricas exteriores llamadas nubes ionosféricas. Se cree que la acción de cambios repentinos en la presión del viento solar puede causar oscilaciones inestables de gran amplitud que producen la ruptura de grandes masas de material ionosférico. Estas masas pueden quedar aisladas de la ionosfera y aparecer como nubes que son arrastradas por el viento solar hacia el espacio interplanetario. Estas nubes tienen un diámetro de ~1500 km y una densidad de 10^3 partículas/cm³, con velocidades de 5 a 10 km/s. Estas nubes constituyen una pérdida importante de material atmosférico. Además de las nubes, el viento solar también provocará una erosión menor, pero de manera más constante, debido a las partículas ionosféricas contaminantes que se le incorporan.

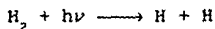
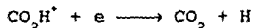
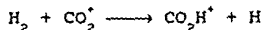
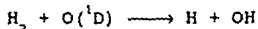
Si la descripción del proceso realizada hasta aquí es cierta, mediante el proceso de erosión del viento solar, es posible justificar la pérdida de un océano de 1 millón de km³ a través de tiempo de vida de Venus.

Para concluir la sección de escape atmosférico de Venus, se puede resumir el escenario que se tuvo en el planeta Venus de la siguiente manera: primero, un periodo de escape hidrodinámico en la atmósfera de vapor del planeta, durante el cual se pudo perder hasta el 98% del hidrógeno atmosférico; y segundo, un largo periodo de escape dominado por el intercambio de carga o, posiblemente, por un periodo de fuerte erosión atmosférica, debida al viento solar.

ESCAPE NO TERMICO EN MARTE

PERDIDA DE HIDROGENO EN MARTE

El escape de hidrógeno de la atmósfera de Marte se debe principalmente a el escape térmico de átomos de H y moléculas de H₂, y al intercambio de carga del hidrógeno. Los átomos de hidrógeno se producen por reacciones que involucran al H₂, siendo las más importantes las que se describen a continuación



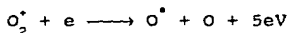
La abundancia de H₂ está controlada por la densidad de O₂. La retroalimentación que se tiene entre estos dos elementos se describe de la siguiente manera: cuando la densidad de O₂ aumenta (decrece) por el decremento (incremento) de la tasa de escape del oxígeno, la densidad de H₂ y la tasa de escape de H deben decrecer (aumentar). Este mecanismo impone un escape de oxígeno igual a la mitad del escape de hidrógeno. El valor de la tasa de escape calculada por McElroy es de $1.2 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, que corresponde a los valores calculados por los datos obtenidos por el Mariner 9 [19.2].

De los valores anteriores, se cree que Marte ha perdido el equivalente a un océano de 2.5 m que cubriera enteramente el planeta. Esta estimación puede incrementarse en un factor de 4 a 8, si las variaciones en la radiación ultravioleta del Sol son importantes. Sin embargo, los cantidades de agua que se cree que se perdieron (entre 10 y 20 m) son muy pequeñas en comparación con la cantidad de agua que se cree existió, alguna vez, en el planeta. Los procesos por los cuales se cree que se producen átomos calientes no-térmicos en Marte son prácticamente los mismos que para el caso de Venus, por lo cual ya no se volveran a explicar. El intercambio de carga del hidrógeno continúa siendo el proceso de escape principal.

PERDIDA DE OXIGENO EN MARTE

En el caso del escape de hidrógeno de la atmosfera venusina, los átomos rápidos de oxígeno pueden contribuir al proceso de escape pero no escapar ellos mismos, por lo que forman una corona no-térmica en las partes altas de la atmósfera. Tal corona se forma tanto en Venus como en la Tierra, ya que la energía del enlace químico que se rompe del O_2^+ al sufrir una recombinación disociativa es menor que la energía de escape del átomo de oxígeno. Sin embargo, la gravedad de Marte es mucho menor, y la energía de escape es de tan sólo 0.125 eV por unidad de masa atómica, o de 1.99 eV para un átomo de O. Estas energías caen dentro del intervalo de la energía liberada por el rompimiento de un enlace químico. Como comparación, la energía de escape por unidad de masa atómica en la Tierra es de 0.6 eV [20].

Los átomos calientes de O son producidos principalmente por la siguiente reacción



Se cree que cada uno de los átomos tiene una energía cinética de 2.5 eV después de la neutralización, lo que es mayor que la energía de escape, y que el vector velocidad de uno de ellos se sitúa por arriba de la horizontal. Por lo tanto, cada reacción,

como la anterior, que ocurre por arriba de la exobase, produce un átomo de oxígeno que escapa [37].

En 1972, McElroy calculó un flujo de escape para el oxígeno de $6 \times 10^7 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, al considerar que la ionosfera de Marte se compone, en gran parte, por O_2^+ y que la altitud de la exobase se determina únicamente por la concentración de CO_2 ; la altitud de la exobase utilizada en el modelo de McElroy era de aproximadamente 200 km. Este flujo de O es casi igual a la mitad del flujo de escape de H. Además, McElroy propuso que las reacciones químicas cerca de la superficie formarían un sistema de retroalimentación que estabilizaría el flujo de H a este valor, con lo cual el flujo prácticamente no es limitado por la difusión [14].

Ahora bien, como la tasa de producción de átomos calientes de oxígeno, que pueden escapar, depende de la altitud relativa existente entre la exosfera y la ionosfera, el aumento de la altitud exosférica, por la adición de componentes atómicos tales como O, He y H, puede suspender el flujo de escape de oxígeno. Lo anterior se debe a que si el nivel de la exobase se eleva muy por arriba de la ionosfera, entonces los átomos de oxígeno calientes producidos en esta última capa pierden su energía, mediante colisiones, antes de llegar a la exobase, donde podrían haber escapado. W. C. Knudsen cree que, a la altitud de la exobase, razones de densidad entre el helio y el CO_2 mayores o iguales que 1/11 y entre el oxígeno y el CO_2 mayores o iguales que 4/11, esto es, para $N_c(\text{He})/N_c(\text{CO}_2) \geq 1/11$ y $N_c(\text{O})/N_c(\text{CO}_2) \geq 4/11$, el incremento en la altitud relativa entre la exosfera y la ionosfera haría imposible el escape de O (N_c es la densidad de número en el nivel crítico o exobase) [37].

Además, Knudsen considera que los átomos de oxígeno que escapan pueden, a su vez, producir un flujo de átomos de He por colisión [37]. Este escape se explicará en la siguiente sección.

PERDIDA DE HELIO EN MARTE

Conforme los átomos de oxígeno escapan de la atmósfera de Marte, algunos de ellos chocan con átomos ^4He , impartiendoles la suficiente cantidad de energía para que puedan escapar. De los

átomos calientes de O producidos por la recombinación disociativa, la mitad de ellos se encuentran en su estado base y la otra mitad en un estado metaestable 1D . Las colisiones entre átomos de O en estado base y 4He deben ser elásticas, ya que los átomos de oxígeno no pueden ser excitados a un estado 1D mediante una colisión; por lo tanto, para este caso, el momento se debe conservar. Por otro lado, las colisiones en que los átomos de O pasan del estado metaestable 1D al estado base si son posibles, aunque la sección transversal de colisión entre el helio y el estado metaestable, $\sigma_{He,1D}$, es menor comparada con la sección transversal de colisión elástica, $\sigma_{He,O}$. Knudsen ha calculado que $\sigma_{He,1D}$ es aproximadamente $0.7\sigma_{He,O}$. Por lo tanto, la mayor parte de las colisiones son de tipo elástico. Las tasas de escape del 4He , calculadas por Knudsen, varían entre $10^2 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, para $N_c(O)/N_c(CO_2) \approx 1$ y $N_c(He)/N_c(CO_2) \approx 10^{-5}$, y $2 \times 10^6 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, para $N_c(O)/N_c(CO_2) \approx 0.1$ y $N_c(He)/N_c(CO_2) \approx 5 \times 10^{-2}$. De los valores anteriores se deduce que el mayor escape de helio se tiene para densidades menores de oxígeno y densidades mayores de helio en la exobase [37]. Los intervalos tan amplios, dados anteriormente por Knudsen, se deben a que no se tienen mediciones para la densidad de He, por lo que únicamente es posible fijar límites superiores e inferiores para la misma.

Al igual que para el caso del helio, los átomos calientes de O pueden contribuir a la pérdida de hidrógeno del planeta. Sin embargo, esta pérdida es insignificante en comparación con el flujo de escape térmico de H, el cual es varios órdenes mayor que el que resulta de la pérdida por colisiones.

PERDIDA DE NITROGENO EN MARTE

La pérdida de nitrógeno de la atmósfera de Marte se basa también en la menor energía de escape que necesitan los elementos por unidad de masa atómica. En 1971, Brinkmann sugirió que la pérdida de nitrógeno de la atmósfera de Marte se puede deber al escape de estos átomos que sigue a una fotólisis de nitrógeno molecular, N_2 , dada por fotones altamente energéticos ($\lambda < 992 \text{ \AA}$). También mencionó la recombinación disociativa de iones moleculares

como otra posibilidad para alcanzar la energía de escape. En 1972, McElroy mencionó que la tasa de escape del nitrógeno tiene valores significativos [14].

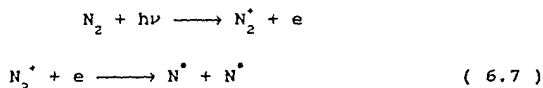
La relevancia de este trabajo se percibió hasta el momento en que los resultados de los experimentos llevados a cabo por la misión Vikingo en el planeta Marte mostraron un enriquecimiento en la razón isotópica de nitrógeno. El nitrógeno es un elemento sobre el que se tiene un interés particular. Esto se debe a que es uno de los principales nutrientes biológicos. Actualmente la cantidad de nitrógeno en la atmósfera de Marte es 200 veces más baja de lo que se esperaría en proporción con la cantidad que se tiene en la Tierra. Algunas de las pruebas realizadas por la misión Vikingo establecieron que para el caso de otros elementos químicos, como el oxígeno y el carbono, la abundancia relativa de sus isótopos es muy parecida a la que se tiene en la Tierra. Por ejemplo, para el caso del oxígeno, la proporción existente en Marte entre el oxígeno con número de masa 18 (^{18}O) y el oxígeno con número de masa 16 (^{16}O), que es el más común, es de 0.0020, mientras que para la Tierra esta misma proporción es de 0.00204. De lo cual se puede observar que Marte no es más rico en ^{18}O que la Tierra. Sin embargo, para el caso del nitrógeno, la proporción existente en Marte entre ^{15}N y ^{14}N es de 0.0064, que al compararlo con el valor terrestre de 0.00368 da una diferencia notable. Lo anterior quiere decir que la atmósfera marciana está enriquecida en un 75% en ^{15}N con relación a la Tierra. Debido al origen común de estos dos planetas terrestres, se cree que la cantidad de volátiles que tenían después de su formación debió haber sido muy parecida. Es por ello que se piensa que Marte debe haber perdido una cantidad apreciable de N^{14} a través de los 4,600 millones de años que tiene de existencia.

Hoy en día, se cree que fueron tres los procesos mediante los cuales se pudieron producir átomos rápidos de nitrógeno en la exosfera de Marte que tuvieran la suficiente cantidad de energía para poder escapar del campo gravitacional. Estos procesos son:

- 1) la recombinación disociativa de iones de nitrógeno (N_2^+);
- 2) la disociación del N_2 , causada por el impacto de electrones;
- 3) la predisociación del N_2 .

La recombinación disociativa es un proceso en dos partes. La primera parte consiste en la extracción de electrones de las moléculas de nitrógeno que se encuentran en la parte alta de la atmósfera por medio de la luz ultravioleta proveniente del Sol. La segunda parte es la recombinación posterior de estos electrones con el nitrógeno ionizado. El proceso se describe con el siguiente par de ecuaciones

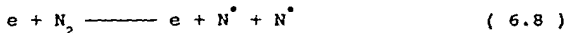
Recombinación Disociativa



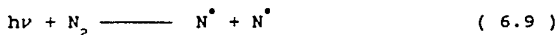
Como Marte es un planeta pequeño con una fuerza gravitacional equivalente a una tercera parte de la fuerza gravitacional terrestre, una reacción, como la descrita en la ecuación (6.7), puede dar la suficiente cantidad de energía como para separar la molécula de nitrógeno y además dotar a los átomos con la velocidad suficiente que les permita alcanzar la velocidad de escape del campo gravitacional del planeta. De esta forma, el nitrógeno, que normalmente no tiene la energía térmica necesaria para poder escapar del campo gravitacional marciano, puede hacerlo después de adquirir energía mediante un proceso químico como el de la recombinación disociativa.

Para el caso de la disociación de N_2 por el impacto de electrones y la predisociación del N_2 , descritas respectivamente por las ecuaciones (6.8) y (6.9), el resultado vuelve a ser el mismo. Los átomos de nitrógeno adquieren al final la cantidad necesaria de energía que les permite escapar del campo gravitacional de Marte.

Disociación por impacto de electrones



Predisociación del N_2



Sea cual sea el proceso que se utilice para dar energía a los átomos de nitrógeno, solo el ^{14}N escapa, ya que el ^{15}N es mucho más pesado y requeriría de mucha más energía para alcanzar la velocidad de escape. Es por esto que la proporción de ^{15}N ha ido aumentando con el tiempo. En el caso de la Tierra, como su campo gravitacional es más fuerte, ni siquiera el ^{14}N puede escapar.

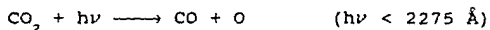
PERDIDA DE ELEMENTOS POR LA ACCION EROSIVA DEL VIENTO SOLAR EN MARTE

Actualmente, Marte es un planeta árido y seco; sin embargo, se cree que éste no ha sido el estado del planeta durante toda su existencia. Es muy posible que en el pasado la temperatura del planeta haya sido mayor, hasta el grado de permitir la existencia de agua líquida sobre su superficie (la temperatura media actual es de 215 K (-58 °C)). Esta hipótesis se basa en los rasgos geomorfológicos que existen en el planeta, dentro de las cuales se encuentran redes de valles y canales por los que pudo fluir agua en el pasado. Según algunos cálculos hechos por distintos investigadores, la cantidad de agua que se cree existió en el planeta varía desde 50 m hasta 1 km. La cantidad de 50 m fue dada por R. Greeley. Su estimación se basa en la cantidad de agua que el volcanismo debe haber aportado a la atmósfera de Marte a lo largo de su existencia. Por otro lado, la cantidad de 1 km fue dada por M. H. Carr, el cual basa su estimación en el volumen de agua que los canales presentes en la superficie marciana pueden transportar [38; 39; 40].

Hoy en día, Marte tiene una presión superficial muy baja (~6.1 milibares), lo que provoca que cualquier cantidad de agua líquida en su superficie se evapore instantáneamente. Si en el pasado Marte contó con una atmósfera más densa, entonces la existencia de agua líquida en la superficie del planeta debe haber sido posible. En el capítulo 2 de esta tesis se expuso un modelo según el cual es posible que la atmósfera primitiva de Marte haya

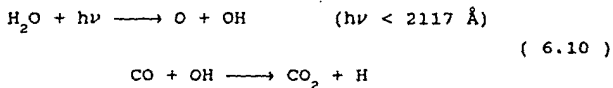
sido más masiva. Si se supone que en el pasado Marte contó con una atmósfera de 1 bar de CO_2 , entonces las condiciones primitivas hubieran sido favorables para este preciado líquido.

Por otro lado, el CO_2 es removido de la atmósfera mediante la intemperización, cuyo producto final es la formación de sedimentos de carbonato, y por la fotodisociación, a la cual el CO_2 está altamente expuesto. El proceso de fotodisociación se describe mediante la siguiente ecuación



Por otro lado, el proceso de regeneración atmosférico de CO_2 en el Marte primitivo se debe haber llevado a cabo principalmente por la recombinación de CO con O_2 y O, mediante una colisión de tres cuerpos. Este proceso ha demostrado ser bastante ineficiente, por lo que si estos procesos fueron los únicos que dominaron el ciclo atmosférico de CO_2 en el Marte primitivo, se ha calculado que la atmósfera de 1 bar de CO_2 hubiera desaparecido en un periodo de 3,500 años. Por lo tanto, debe haber existido otro proceso de regeneración de CO_2 a la atmósfera.

Durante los primeros mil millones de años, el volcanismo pudo haber regenerado gran parte del bióxido de carbono (como uno de los pasos del ciclo de silicatos-carbonatos). Después de este periodo, Pérez de Tejada ha sugerido que la recombinación del CO con el OH, producto de la fotodisociación del agua, pudo reconstituir el CO_2 a la atmósfera [41]. Este proceso se describe mediante el siguiente par de ecuaciones



Entonces, mientras el planeta contó con agua líquida en su superficie fue posible mantener una atmósfera densa de CO_2 . Este hecho da una retroalimentación entre el H_2O y el CO_2 , la cual se puede describir de la siguiente forma: la presencia de una atmósfera densa de CO_2 generó ciertas condiciones favorables en el

planeta que permitieron la existencia de agua líquida en el mismo; por otro lado, la presencia de H_2O en el planeta permitió la manutención de una atmósfera densa de CO_2 . Cuando el agua líquida desapareció de Marte comenzó el proceso de extinción del CO_2 . Se cree que el contenido actual de la atmósfera es producto de la liberación de CO_2 superficial, el cual había sido previamente absorbido.

El proceso de regeneración atmosférico, descrito por las ecuaciones (6.10) implica una producción de H , O y O_2 , que deben haber dominado la parte alta de la atmósfera primitiva del planeta. El escape térmico y los escapes no-térmicos, descritos hasta el momento, pueden explicar una pequeña parte de esta pérdida. Sin embargo, existe una pérdida que no ha podido ser justificada por ninguno de los procesos anteriores.

Al igual que en el caso de Venus, el campo magnético intrínseco del planeta es muy pequeño. La altitud a la cual se localiza la magnetopausa es de 4,000 km, mientras que el radio del planeta es de 3,400 km. Por lo tanto, en este caso, el viento solar también tendrá una acción erosiva sobre la parte alta de la atmósfera del planeta.

Pérez de Tejada ha presentado un modelo para explicar la pérdida de elementos de la atmósfera de Marte utilizando las siguientes suposiciones:

- 1) Marte contó inicialmente con una atmósfera densa, con lo menos 1 bar de presión superficial.
- 2) Los principales componentes atmosféricos eran CO_2 y vapor de agua.
- 3) Mientras existió agua líquida en el planeta, el vapor de agua continuó siendo un constituyente mayor de la atmósfera.
- 5) El campo magnético de Marte ha sido débil a lo largo de la mayor parte del tiempo de vida del planeta. Posiblemente, sólo fue lo suficientemente fuerte como para proteger la densa atmósfera del planeta durante los primeros mil millones de años de existencia de la misma.
- 6) La interacción del viento solar que se tuvo con la atmósfera primitiva marciana fue la misma que la que se tiene

actualmente entre el viento solar y la atmósfera de Venus.

Si se consideran las suposiciones anteriores, el problema de la erosión del viento solar es igual al descrito en la sección correspondiente a la erosión del viento solar en la atmósfera de Venus, por lo que ahora el estudio se limitará a la presentación de algunos de los resultados obtenidos por medio del modelo de Pérez de Tejada.

En el pasado, si se escalan los valores, la ionosfera de Marte debe haber alcanzado altitudes mayores que la ionosfera actual de Venus. Según el modelo de Pérez de Tejada, la extensión de la ionosfera cerca del terminador debe haber sido de 1500 km, con una densidad entre 5×10^3 y 10^4 cm^{-3} . El valor actual de la densidad ionosférica es de ~ 5 cm^{-3} para una altitud de $\sim 2 \times 10^3$ km cerca del terminador; mediante estos valores se ha podido calcular un escape, a lo largo del tiempo de vida del planeta, equivalente a una presión superficial de 250 mb; lo cual constituye una pérdida insignificante [39].

Resultados obtenidos por medio del modelo de H. Perez de Tejada

Aparte de las suposiciones mencionadas anteriormente, el modelo asumió que debe existir una transferencia de momento eficiente del viento solar al plasma ionosférico.

Al considerar esto, los resultados mostraron que existe pérdida de material ionosférico cuando:

- 1) $\delta_{vb}/\delta_1 \geq 2$, para una densidad ionosférica de 5×10^3 cm^{-3} .
- 2) $\delta_{vb}/\delta_1 \geq 4$, para una densidad ionosférica de 10^4 cm^{-3} .

donde δ_{vb} se define como el grosor del flujo de momento efectiva en la capa de velocidad⁵ del viento solar y δ_1 como el grosor del flujo de momento efectiva en el flujo ionosférico, el cual tiene un valor de 1.5×10^3 km. Ambos grosores se ilustran en la figura

⁵ Capa de Velocidad: es la región donde el viento solar se vuelve turbulento debido al levantamiento de iones planetarios contaminantes provenientes de la exosfera.

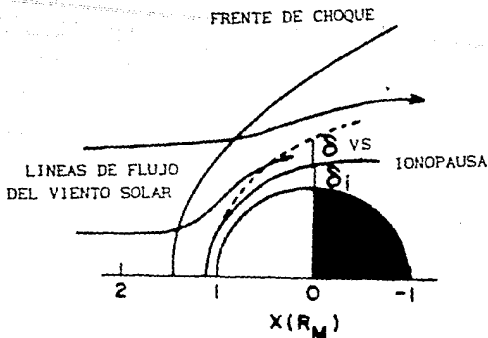


Figura 6.9. Geometría de la región de interacción del viento solar con la ionosfera de Marte en el plano perpendicular a la eclíptica. Se muestran las regiones que corresponden a δ_{vs} y a δ_i . R_M es el radio de Marte. Figura tomada de la referencia [16].

6.9. Para el primer caso, la capa de velocidad tiene que tener una anchura tal que $\delta_{vs} \geq 3000$ km, mientras que para el segundo caso, la anchura de la capa de velocidad tiene que ser tal que $\delta_{vs} \geq 6000$ km [41].

Si se utilizan los valores mínimos considerados en el modelo, esto es, para la región cercana al terminador, una velocidad de flujo ionosférico de 5 km/s y una densidad de número ionosférica de 5×10^3 cm⁻³, se puede justificar una pérdida de material ionosférico equivalente a un océano de 10 m de profundidad que cubriera enteramente la superficie de Marte. Si se considera que los valores de la velocidad del flujo ionosférico y la densidad de número de los iones tuvieron valores mayores que los límites inferiores mencionados, entonces se puede justificar una pérdida de agua de 2 a 3 veces la cantidad anterior. Estas pérdidas equivalen a un flujo de escape de $\sim 2.5 \times 10^9$ cm⁻²s⁻¹ [41].

Para finalizar, es importante mencionar que la erosión del viento solar también puede disminuir la densidad de iones O⁺ en la atmósfera de Marte; sin embargo, no se conocen las tasas de escape

para este elemento.

El efecto invernadero es un fenómeno atmosférico de gran relevancia. Quizá sea el responsable de la existencia de vida en nuestro planeta. Este apéndice explica como se produce dicho efecto.

EL EFECTO INVERNADERO

Para explicar el efecto invernadero, primero se utilizará un modelo muy sencillo y, por lo mismo, muy poco realista, para después poder dar un modelo más complicado que se apegue más a la realidad. Para poder entender lo que es el efecto invernadero se repasarán antes algunos conceptos.

Todas las ondas de luz son ondas electromagnéticas transversales. Estas ondas se caracterizan porque cada parte de ellas vibra perpendicularmente a su dirección de propagación y siempre sobre un mismo plano [6]. La longitud de onda es la distancia que existe entre dos puntos iguales de cualesquiera dos formas de onda consecutivas (por ejemplo, la distancia entre dos crestas o dos valles). Se representa con la letra griega λ .

La frecuencia es el número de formas de onda que pasan o llegan a un punto dado por unidad de tiempo (por ejemplo, el número de crestas o valles que pasan por un punto fijo cada segundo). A la frecuencia se le representa con la letra griega ν . La longitud de onda y la frecuencia de una onda transversal se relacionan mediante la siguiente ecuación

$$c = \lambda \nu$$

donde c es la velocidad de la luz ($c = 299,792$ km/s).

Cada onda electromagnética tiene una energía proporcional a su frecuencia. Esta energía es igual a [1]

$$E = h \nu \quad (7.1)$$

donde $h = 6.62 \times 10^{-34}$ J.s es la constante de Planck y E es la energía de la onda electromagnética.

Existe una gran variedad de ondas electromagnéticas, cada una de ellas con diferente frecuencia y energía. El conjunto formado por todas estas ondas constituye el espectro electromagnético. En el espectro electromagnético se encuentran representadas todas las ondas electromagnéticas, desde las que tienen una frecuencia muy baja, hasta las que tienen una frecuencia altísima. No todas las ondas son visibles para los seres humanos, de hecho sólo una pequeña parte del espectro puede ser vista por el hombre. A esta parte del espectro se le llama la región visible; y está comprendida entre los 4000 y 7000 Å [42].

Si la intensidad y composición de una onda es la misma en cualquier dirección del espacio, se dice que la radiación es isotrópica. Cuando una radiación isotrópica de longitud de onda λ incide sobre un cuerpo, parte de ella se refleja, otra parte se absorbe y otra parte más se transmite hacia el interior del cuerpo [1]. A la fracción de la radiación que es absorbida por el cuerpo se le llama absorberencia, coeficiente de absorción o poder absorbente A_λ . Un cuerpo que tenga una A_λ igual a la unidad para cualquier longitud de onda, esto es, un cuerpo que absorba toda la radiación que le llega a su superficie, se llama cuerpo negro. Un cuerpo negro está en equilibrio termodinámico, por lo que una de sus propiedades más importantes es que su radiación depende únicamente de su temperatura. Por lo tanto, la composición química y el estado físico del cuerpo no afectan la radiación del cuerpo negro, como es el caso de todos los cuerpos reales. A la radiación del cuerpo negro, que es una radiación isotrópica, se le conoce con el nombre de radiación equilibrada. Como el cuerpo negro no puede perder las condiciones de equilibrio termodinámico en las que se encuentra, no puede perder su energía térmica. Es por ello que absorbe íntegramente toda clase de radiación que le llega [3]. Otra de las propiedades del cuerpo negro es que su poder emisor o emitancia radiante E_b^1 es proporcional a la cuarta potencia de su temperatura [1]

¹ La emitancia radiante es la energía que emite por unidad de área y por unidad de tiempo.

$$E_b = \sigma T^4 \quad (7.2)$$

donde σ es una constante ($\sigma = 56.7 \times 10^{-9} \text{W/m}^2 \text{K}^4 = 1.33 \times 10^{-12} \text{cal/cm}^2 \text{s K}^4$). A esta expresión se le conoce como la Ley de Stephan-Boltzmann. La energía se emite en todas las direcciones y en todas las longitudes de onda. Numéricamente, la energía es igual al área limitada por la curva de Planck y el eje de las abscisas. Las curvas de Planck se ilustran en la figura 7.1.

El poder emisor de un cuerpo negro a una λ dada, definido por $E_{\lambda b} = dE_b / d\lambda$, está dado por la ley de Planck

$$E_{\lambda b} = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad (7.3)$$

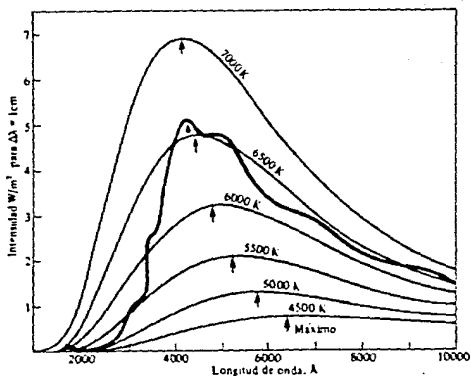


Figura 7.1. Distribución de la energía en el espectro del cuerpo negro. Se ilustra, como comparación, la distribución de energía en el espectro del centro del disco solar (línea gruesa). Figura tomada de la referencia [3].

donde k es la constante de Boltzmann [3]. Esta ley da una distribución de la energía en el espectro del cuerpo negro como la ilustrada en la figura 7.1.

En esta figura se puede apreciar que las curvas de Planck tienen un máximo característico, el cual que corresponde a

$$\lambda_{\max} = \frac{0.288 \text{ cm } ^\circ\text{K}}{T} \quad (7.4)$$

si la longitud de onda se expresa en centímetros. A esta expresión se le conoce como la Ley de Wien de desplazamiento del máximo de radiación del cuerpo negro. Con el aumento de la temperatura el máximo de radiación se desplaza hacia la zona de onda corta del espectro. El valor $E_{\lambda_{\max}}$ para el máximo es proporcional a T^5 ; también este resultado es una ley de desplazamiento de Wien. Ambas leyes explican por qué el resplandor de los cuerpos incandescentes comienza con un color rojo oscuro y se convierte después en un color más blanco y brillante conformen la temperatura aumenta.

Por último mencionaremos que el poder emisor de cualquier cuerpo (por lo general un cuerpo no negro) es igual al producto de su poder absorbente por el poder emisor de un cuerpo negro a la misma temperatura

$$E_{\lambda} = A_{\lambda} E_{\lambda b} \quad (7.5)$$

donde

$$\frac{E_{\lambda_1}}{A_{\lambda_1}} = \frac{E_{\lambda_2}}{A_{\lambda_2}} = \dots = \frac{E_{\lambda b}}{1}$$

donde los subíndices 1, 2, etc. indican diferentes cuerpos a la misma temperatura. Por lo que los cuerpos que absorban más radiación en una cierta longitud de onda serán los que emitan más en esa misma longitud de onda. A esto se le llama la Ley de Kirchhoff.

Con la ayuda de los conceptos anteriores, trataremos ahora de

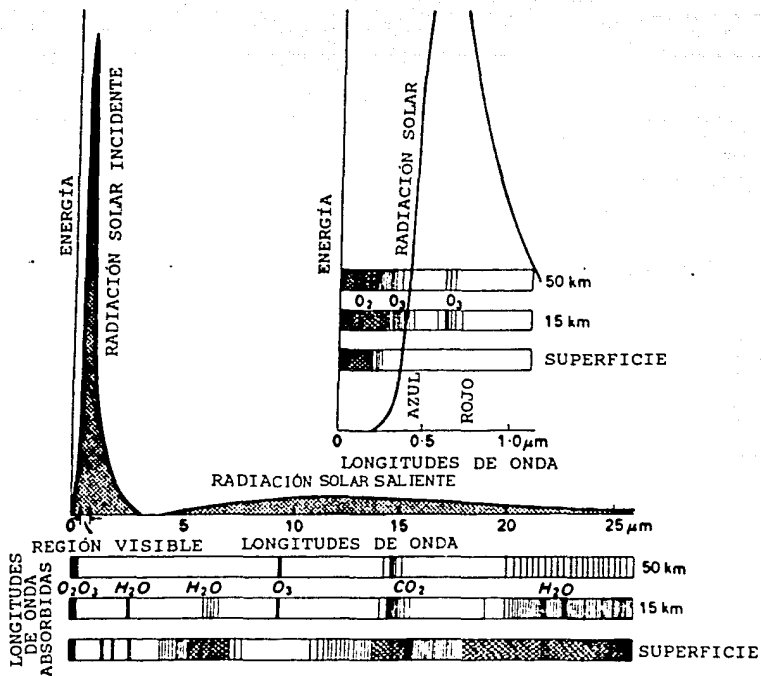


Figura 7.2. Distribución espectral de la radiación solar y terrestre. Las curvas correspondientes a la radiación solar y terrestre indican la distribución de energía en las diferentes longitudes de onda de radiación de estas dos fuentes. Nótese como la energía solar incidente y la radiación terrestre saliente caen en partes distintas del espectro. Las áreas sombreadas debajo de las curvas indican las longitudes de onda en las que la atmósfera absorbe radiación. Figura tomada de la referencia [1].

explicar lo que es el efecto invernadero. Para simplificar esta explicación haremos las siguientes suposiciones:

- 1) No hay pérdida de calor entre el suelo y el aire.
- 2) La proporción de pérdida de calor entre las capas superficiales del suelo y sus capas internas es despreciable.
- 3) La radiación de ondas largas incidente en el invernadero es muy pequeña comparada con la radiación solar que le llega al mismo, por lo que puede ser ignorada.

Consideremos ahora un pedazo de tierra que recibe radiación solar. Gran parte de esta radiación es absorbida por el suelo; la parte que se absorbe es la correspondiente a las ondas electromagnéticas de longitud de onda corta. Llamemos E a esta parte de la energía que se absorbe por unidad de área (la otra parte de la radiación se refleja). La capa superficial del suelo aumentará su temperatura debido a la energía que absorbió, y, por lo mismo, su emitancia radiante también se incrementará. Ahora bien, el suelo, en el caso de la Tierra, emite energía en longitudes de onda largas que van desde cerca de los $5 \mu\text{m}$ hasta un poco más de los $25 \mu\text{m}$.

Como emisor, el suelo puede ser considerado como un cuerpo negro [1], por lo que su emitancia radiante estará dada por la relación (7.2), esto es, por σT_0^4 , donde T_0 es la temperatura del suelo. Esta temperatura seguirá aumentando hasta que la energía emitida por el suelo equilibre a la energía solar incidente, alcanzando, de esta forma, un equilibrio radiativo dado por

$$E = \sigma T_0^4 \quad (7.6)$$

La igualdad anterior expresa que al lograrse el equilibrio radiativo, el suelo absorbe y emite exactamente la misma cantidad de energía. La situación se muestra en la figura 7.3.

Ahora bien, si se considera que unos metros arriba del suelo existe un techo de cristal, que será el techo del invernadero, entonces este cristal dejará entrar la radiación solar sin ninguna interferencia (al igual que dejará salir, sin ninguna interferencia, a la parte de la misma que es reflejada), ya que el

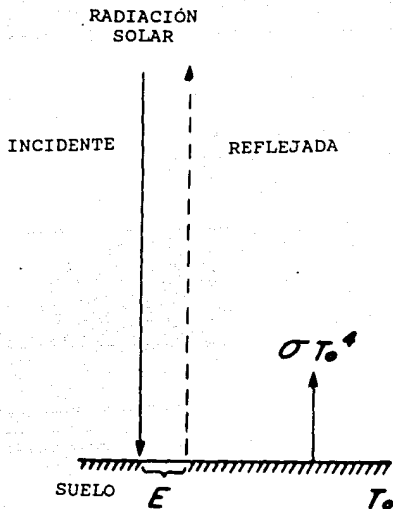


Figura 7.3. Efecto invernadero. Balance de los flujos de radiación sin techo de cristal. E = energía solar absorbida por el suelo por unidad de área y por unidad de tiempo; T_0 = temperatura del suelo. Figura tomada de la referencia [1].

cristal es transparente a las longitudes de onda corta de esta radiación. Sin embargo, el cristal detendrá las ondas largas emitidas por el suelo. Conforme empieza a absorber la energía que le llega del suelo, también comenzará a emitir energía por sí mismo. Esta emisión de energía se da en dos direcciones, una que se dirige hacia la parte alta de la atmósfera, y otra que se dirige hacia el suelo; ambas emisiones tendrán una energía por unidad de área y por unidad de tiempo igual a σT^4 , ya que se puede considerar que el cristal emite, al igual que el suelo, como un cuerpo negro [1]. En este caso, T es la temperatura del cristal,

la que se considera uniforme en todo su espesor. Debido a esto, el suelo está recibiendo más energía que en el caso anterior: recibe la misma parte correspondiente a la radiación solar, pero aparte recibe una cantidad extra correspondiente a la emisión del cristal. La temperatura del suelo, como en el caso anterior, aumentará hasta que un nuevo equilibrio radiativo se restablezca. En este nuevo equilibrio radiativo tanto el suelo como el cristal emitirán la misma cantidad de energía que absorben. Consideremos que es T_0' la temperatura final del suelo después de que se ha alcanzado el nuevo equilibrio radiativo. En este nuevo estado estable, la emisión hacia la parte de arriba del cristal, que es la única energía que regresa hacia la parte alta de la atmósfera, deberá balancear a la energía solar incidente E . Luego entonces se tiene que

$$E = \sigma T^4$$

Si comparamos esta última relación con la ecuación (7.6), se tiene que la temperatura T del cristal debe ser la misma temperatura T_0 que tenía el suelo cuando todavía no se había puesto el techo de cristal, ya que la energía E dada por unidad de área y por unidad de tiempo por la radiación solar es la misma en los dos casos. Por lo tanto, se llega a la siguiente igualdad

$$T = T_0$$

Si ahora tomamos un área unitaria del techo de cristal, se tendrá que ésta emite una cantidad de energía igual a σT_0^4 hacia arriba y otro tanto igual hacia el suelo, mientras que solo absorbe una cantidad de energía igual a $\sigma T_0'^4$ proveniente del suelo, como se indica en la figura 7.4.

Entonces su balance de energía estará dado por

$$2 \sigma T_0^4 = \sigma T_0'^4$$

el lado izquierdo de la ecuación representa la energía que emite el cristal, mientras que el lado derecho corresponde a la energía

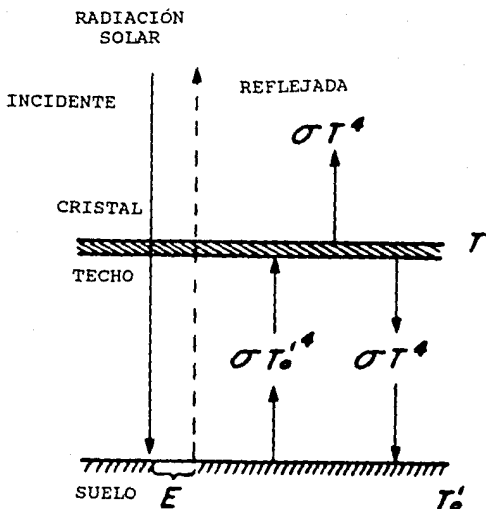


Figura 7.4. Efecto Invernadero. Balance de los flujos de radiación con techo de cristal. T_0' = temperatura del suelo, T = temperatura del techo. Figura tomada de la referencia [1].

que absorbe por unidad de área y por unidad de tiempo. Si se despeja el valor de T_0' de la ecuación anterior, se tiene que

$$T_0' = 2^{1/4} T_0 = 1.19 T_0$$

lo que muestra que la temperatura de la superficie es más alta para el caso del invernadero (T_0') que para el caso en el que la

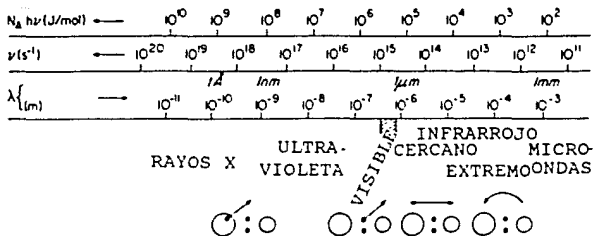


Figura 7.5. Espectro Electromagnético. Se muestra el espectro electromagnético desde los rayos gamma hasta las ondas de radio. Las figuras inferiores indican el tipo de acción que un fotón de esas frecuencias puede tener en una molécula: de derecha a izquierda (energía creciente): aumento de la energía rotacional; aumento de la energía vibracional; excitación electrónica, disociación o ionización (involucrando electrones de valencia); excitación o ionización (involucrando electrones internos). Figura tomada de la referencia [1].

radiación solar incidía directamente sobre el suelo (T_0).

El resultado anterior no se puede considerar literalmente; sin embargo, si sirve para mostrar el aumento de temperatura debido a la captura de la energía radiante, una vez que ésta ha sido trasformada de onda corta a onda larga.

Este llamado efecto invernadero es el mismo que se observa en la Tierra y en otros planetas (como es el caso de Marte y de Venus), por la presencia de la atmósfera. Sin embargo, el problema es más complicado, ya que la atmósfera no es un cuerpo negro en las longitudes de onda larga, como era en el caso idealizado del techo de cristal.

La figura 7.5 muestra el espectro electromagnético desde los rayos γ hasta las ondas de radio. Además indica el tipo de acción que un fotón de una determinada frecuencia puede tener en una molécula.

Para continuar el estudio del efecto invernadero, se tomará el caso de la Tierra para ilustrarlo. Si se toma en cuenta el intervalo de longitudes de onda cubierto por la radiación terrestre se puede observar que la emisión y absorción de esta radiación está asociada con transiciones de estados rotacionales y vibracionales únicamente, esto es, con el aumento de la energía rotacional y la energía vibracional de la partícula sobre la cual incide el fotón [1].

Consideremos que dentro de este intervalo:

1. El suelo se comporta aproximadamente como un cuerpo negro. En realidad, su emisividad varía entre 0.90 y 0.95, pero para simplificar consideraremos que es igual a la unidad.
2. Prácticamente cualquier nube es un cuerpo negro.
3. El aire es sólo semitransparente.

Para saber que le pasa a la radiación terrestre es necesario

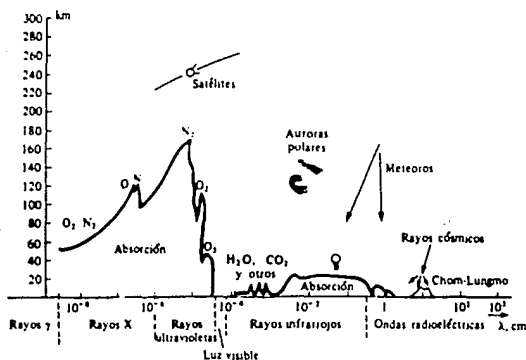


Figura 7.6. Paso del espectro electromagnético a través de la atmósfera terrestre. La ordenada indica la altura de la atmósfera hasta la que llega la radiación cósmica en cada zona del espectro. Figura tomada de la referencia [3].

conocer las propiedades de absorción del aire atmosférico.

En el caso de la Tierra, sus principales componentes, N_2 y O_2 , no absorben en el rango de longitudes de onda larga en el cual emite la superficie del planeta; sin embargo, estos elementos son los responsables de la absorción de la mayor parte de la radiación cósmica que está en la región de los rayos γ , los rayos x y los rayos ultravioleta. Esto se puede apreciar en la figura 7.6. Estas longitudes de onda corta son rápidamente absorbidas por los átomos y moléculas que se ionizan y se disocian. La radiación menos energética será capaz de penetrar la atmósfera más profundamente, hasta que encuentre una concentración de especies gaseosas que sean capaces de absorberla. En general se tiene que entre más penetre la radiación, más alta será la densidad del absorbedor (ya

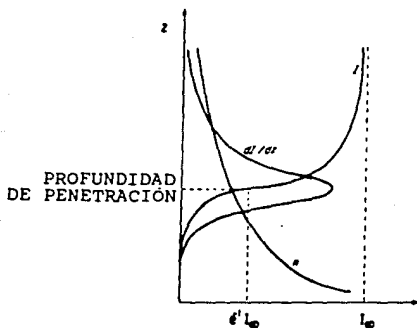


Figura 7.7. Absorción de la radiación de onda corta en la atmósfera. Se muestran las magnitudes relativas, como función de la altura z , de la abundancia del absorbedor, de la proporción de absorción dI/dz en cada nivel y de la intensidad I de la radiación sobrante conforme ésta viaja hacia abajo. I_0 es el valor de la radiación incidente en la parte externa de la atmósfera. Figura tomada de la referencia [1].

que la presión aumenta rápidamente al decrecer la altura), por lo que una vez que la radiación de cierta longitud de onda empieza a ser absorbida por alguno de los componentes atmosféricos, rápidamente es agotada. Un caso especial, que no cumple el comportamiento general anterior, es el ozono. La situación general de los absorbedores se ilustra en la figura 7.7, en donde las tres curvas representan la intensidad de radiación de una determinada longitud de onda, la proporción a la cual está siendo absorbida en su camino hacia el suelo y la concentración del absorbedor. La proporción de absorción también da la proporción a la que aparecen los productos de la reacción fotoquímica en cada nivel [1]. La absorción atmosférica, para una longitud de onda dada, se caracteriza por la *profundidad de penetración*. Esta profundidad es la altura a la que la intensidad de la radiación, que incide verticalmente en la atmósfera, a disminuido en un factor de $e^{-1} = 0.37$. Para la mayoría de los componentes atmosféricos, esta altitud corresponde al nivel de máxima proporción de absorción.

La atmósfera del planeta es prácticamente transparente a la radiación en la región visible del espectro. La absorción que se tiene se debe a la presencia de vapor de agua, bióxido de carbono y ozono. Esto se puede ver en el figura 7.2.

TABLA XVII

COMPONENTE	LONGITUD DE ONDA	CANTIDAD
Vapor de Agua	< 4 μm	algunas bandas
	6.3 μm	banda intensa
	> 9 μm	banda ancha intensa, empezando débilmente a 9 μm y aumentando para λ 's mayores
Bióxido de Carbono, CO_2	13-17 μm	una banda
Ozono, O_3	9.7 μm	banda estrecha intensa

Principales absorbedores terrestres.

Los rayos infrarrojos y las ondas radioeléctricas son absorbidos por las moléculas del aire, fundamentalmente por el vapor de agua y por el bióxido de carbono. La tabla XVII ilustra las longitudes de onda larga (solo las correspondientes a la radiación terrestre) en las que estos componentes absorben.

Si no se toma en cuenta al ozono, que sólo tiene importancia por la capa que forma en la estratosfera y que sólo absorbe en un intervalo estrecho, la atmósfera absorbe en casi todo el espectro terrestre, debido a la presencia de H_2O y CO_2 , a excepción de una ventana atmosférica que se forma alrededor de los 9-11 μm , en donde la atmósfera es prácticamente transparente.

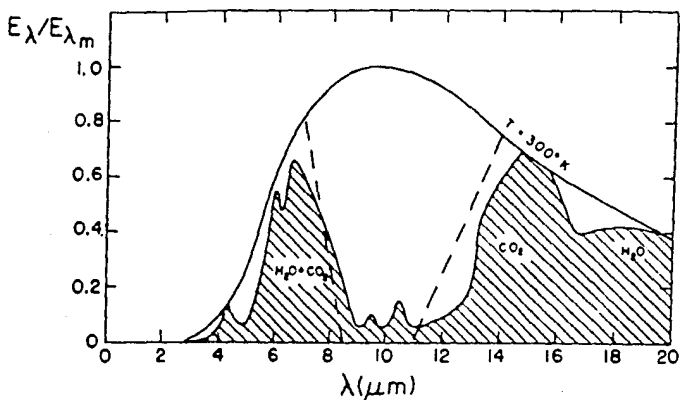


Figura 7.8. Espectro de emisión de los gases atmosféricos para una pequeña capa atmosférica al nivel del mar. E_{λ} = emitancia radiante; E_{λ_m} = máxima emitancia radiante a 300 K; λ = longitud de onda. El área sombreada es el espectro de emisión. La envolvente marcada a $T = 300$ K es la curva de un cuerpo negro a la misma temperatura, por lo que los gases absorben y emiten menos energía que un cuerpo negro a la misma temperatura. Las líneas punteadas son los límites de un espectro de emisión simplificado para vapor de agua y CO_2 . Figura tomada de la referencia [1].

En la figura 7.8 se muestra el espectro de emisión de una delgada capa de aire atmosférico a una temperatura de 300 K. Por una delgada capa atmosférica se entiende una capa que contiene 0.3 mm de agua precipitable en forma de vapor de agua, esto es, una cantidad de vapor de agua tal que si se condensara en agua líquida alcanzaría un grosor de 0.3 mm; esta capa podría tener un grosor del orden de 200 m cerca del suelo, y su grosor podría ser mucho mayor para capas mucho más altas, en donde la humedad es mucho más baja. La emitancia radiante se representa en el eje vertical en unidades relativas. Como comparación, también se grafica el espectro de emisión de un cuerpo negro a la misma temperatura. El grosor de la capa ha sido escogido de tal manera que en la región de las dos principales áreas sombreadas la capa

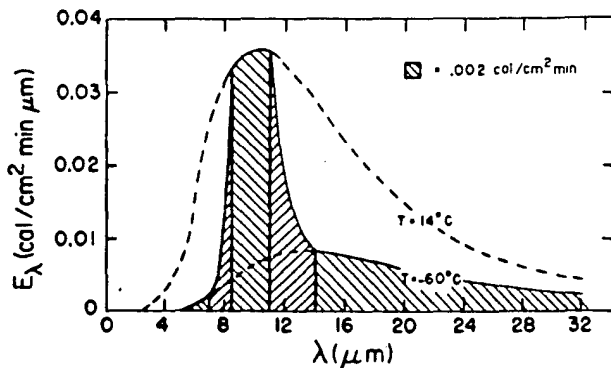


Figura 7.9. Energía de onda larga perdida al espacio por la Tierra. E_λ = emitancia radiante; λ = longitud de onda. Si se considera que la temperatura del suelo es de 287 K (14°C) y que la temperatura de la última capa delgada es de 213 K (-60°C), entonces el área sombreada da la estimación aproximada. El área del pequeño cuadrado da la equivalencia de la energía. Figura tomada de la referencia [1].

se comporta, aproximadamente, como un cuerpo negro. Una capa más delgada hubiera dejado pasar parte de esta radiación, y una capa más gruesa hubiera emitido, absorbido y reemitido dentro de la misma capa [1].

Ahora bien, se considerará un tratamiento aproximado de la transferencia de radiación de ondas largas a través de la atmósfera dado por Simpson. Imaginemos que la atmósfera se divide en un número de delgadas capas atmosféricas, y tratemos de encontrar cuanta energía pierde la Tierra, a través de su envolvente de aire, hacia el espacio exterior. Esto se ilustra en la figura 7.9. De acuerdo con la Ley de Kirchhoff, ecuación (7.5), la atmósfera será opaca, esto es, absorberá toda la radiación, en los intervalos de λ en los que emite como un cuerpo negro, y será transparente en los intervalos en donde no emite nada. En los intervalos en donde emite menos que un cuerpo negro, esto es, en los intervalos en donde la absorbencia tiene un valor intermedio entre 0 y la unidad, la atmósfera también absorberá parcialmente [1].

Si se considera que la temperatura del suelo es de 287 K (14°C), entonces la emisión del suelo, como cuerpo negro, será absorbida a través de toda la atmósfera, excepto en la región de la ventana atmosférica (aproximadamente entre 8.5 y 11 μm , en donde se tiene la región transparente). Esta pérdida se representa en la figura 7.9 por la columna sombreada. En las regiones en donde las capas delgadas absorben como cuerpos negros, esto es, para $\lambda < 7\mu\text{m}$ y $\lambda > 14\mu\text{m}$ (regiones opacas), la energía radiada por el suelo será absorbida por la capa que se encuentra justo arriba de la superficie; esta misma capa se encuentra emitiendo desde su parte superior, pero esta energía será absorbida por la siguiente capa; y así sucesivamente hasta que se llega a la última capa que contiene la suficiente cantidad de vapor de agua y bióxido de carbono. Esta última capa tiene su parte alta cerca de la tropopausa, con una temperatura que se tomará, en este análisis, de 213 K (-60°C). Por lo tanto, en esta región, la atmósfera estará perdiendo energía como un cuerpo negro a 213 K (-60°C). Esto se representa también en la figura. En las regiones intermedias, donde las capas delgadas son semitransparentes (en

lugar de transparentes u opacas), la energía perdida se encuentra entre la emisión de un cuerpo negro a 287 K (14°C) (que era la temperatura del suelo) y un cuerpo negro a 213 K (-60°C). Esto se indica en la figura por las curvas para $7\mu\text{m} < \lambda < 8.5\mu\text{m}$ y $11\mu\text{m} < \lambda < 14\mu\text{m}$. El total de la energía perdida a través de la atmósfera está dado por el área sombreada de la figura.

Si no existiera una atmósfera sobre la Tierra, la emisión del planeta al espacio sería la de un cuerpo negro, y una temperatura del suelo mucho menor se necesitaría para equilibrar la energía solar incidente. El hecho de que exista una atmósfera, transparente a las ondas cortas pero que atrapa parcialmente la radiación de onda larga saliente, hace necesario que la temperatura del suelo sea más alta para poder mantener el equilibrio radiativo.

REFERENCIAS

1. ATMOSPHERIC PHYSICS

J.V. Iribarne & H.R. Cho

Ed. D. Reidel Publishing Company/Holland/1980/p.47

2. FISICA. PSSC

Uri Haber-Schaim et al

Ed. Reverté/España/1981

3. CURSO DE ASTRONOMÍA GENERAL

P.I. Bakulin, E.V. Kononovich y V.I. Moroz

Ed. Mir/Moscú/1983

4. NOTAS

Jastrow

1962

5. PLANETS AND THEIR ATMOSPHERES

J.S. Lewis & R.G. Prinn

Orlando/Academic Press/1984

6. FUNDAMENTALS OF OPTICS

F.A. Jenkins & H.E. White

Ed. International Student/Singapur/1981/p.223

7. THE FORMATION OF EARTH FROM PLANETESIMALS

George W. Wetherill

Scientific American/junio/1981

8. EVOLUTION OF THE PLANETARY CLOUD AND FORMATION OF EARTH AND PLANETS

V.S. Safronov

Programa israelita para traducciones científicas/Tel Aviv/
1972

9. METEORITES AND THE EARLY SOLAR SYSTEM

Editors:

J.F. Kerridge

M. Shapley Matthews

9.1 AGE OF THE SOLAR SYSTEM

G.R. Tilton

10. PHYSIKALISCH-CHEMISCH BETRACHTUNGEN UBER DIE FRUHESTE
ENTWICKLUNGSGESCHICHTE DER ERDE

A. Eucken

1944

11. A COMPARATIVE STUDY OF EARLY TERRESTRIAL ATMOSPHERES

Richard Durham & Joseph W. Chamberlain

Icarus 77/enero/1989

12. THE EARLY ENVIRONMENT AND ITS EVOLUTION ON MARS: IMPLICATIONS
FOR LIFE

Christopher P. McKay y Carol R. Stoker

American Geophysical Union/1989

13. HOW CLIMATE EVOLVED ON THE TERRESTRIAL PLANETS

James F. Kasting, Owen B. Toon y James B. Pollack

Scientific American/febrero/1988

14. KUIPER PRIZA LECTURE: ESCAPE OF ATMOSPHERES, ANCIENT AND MODERN

Donald M. Hunten

Icarus 85/mayo/1990

15. THEORY OF PLANETARY ATMOSPHERES

J.W. Chamberlain & D.M. Hunten

San Diego/Academic Press/1987

16. INTERACCION DEL VIENTO SOLAR CON EL PLANETA VENUS

H. Pérez de Tejada

Ed. Gubani/México/1981

17. THE ATMOSPHERE OF VENUS

Gerald Schubert y Curt Covey

Scientific American/julio/1981

18. THE ORIGIN AND EVOLUTION OF ATMOSPHERES AND OCEANS

P.J. Brancazio

19. ORIGIN AND EVOLUTION OF PLANETARY AND SATELLITE ATMOSPHERES

Editors:

S.K. Atreya

J.B. Pollack

M.S. Matthews

Ed. University of Tucson Arizona/1989

19.1 Formation of Atmospheres During Accretion Of The
Terrestrial Planets

T.J. Ahrens, M.A. Lange & J.D. O'Keefe

- 19.2 Escape Of Atmospheres and Loss Of Water
D.M. Hunten, T.M. Donahue, J.C.G. Walker &
J.F. Kasting
20. THERMAL AND NONTHERMAL ESCAPE MECHANISMS FOR TERRESTRIAL BODIES
D.M. Hunten
Planetary Space Science/vol.30/No.8/1982
21. FRACTIONATION OF NOBLE GASES BY THERMAL ESCAPE FROM ACCRETING
PLANETESIMALS
T.M. Donahue
Icarus 66:195-210/1986
22.
D.M. Hunten
Journal of Atmospheric Science/vol.30/1973
23. PRECAMBRIAN RESEARCH
J.C.G. Walker
24. LOSS OF WATER FROM VENUS. I. HYDRODYNAMIC ESCAPE OF HYDROGEN
J.F. Kasting y J.B. Pollack
Icarus/vol.53/1983
25. THE UPPER ATMOSPHERE OF VENUS DURING MORNING CONDITIONS
U. von Zahn, K.H. Fricke, D.M. Hunten, D. Krankowsky, K.
Mauersberger y A.O. Nier
Journal of Geophysical Research/vol.85/1980
26. THE DYNAMICS OF A RAPIDLY ESCAPING ATMOSPHERE: APPLICATIONS TO
THE EVOLUTION OF EARTH AND VENUS
A.J. Watson, T.M. Hunten y J.C.G. Walker
Icarus/vol.48/1981
27. NONTHERMAL ESCAPE OF HYDROGEN AND DEUTERIUM FROM VENUS AND
IMPLICATIONS FOR LOSS OF WATER
S. Kumar, D.M. Hunten y J.B. Pollack
Icarus/vol.55/1983
28. MODEL OF THE POLAR ION-EXOSPHERE
J. Lemaire y M. Scherer
Planetary Space Science/vol.18/1970
29. ULTRAVIOLET EMISSIONS OBSERVED NEAR VENUS FROM MARINER V
C.A. Barth, J.B. Pearce, K.K. Kelly, L. Wallace y W.G. Fastie
Science/vol.158/1967

30. MARINER 10 OBSERVATIONS OF HYDROGEN LYMAN α EMISSION FROM VENUS EXOSPHERE: EVIDENCE OF COMPLEX STRUCTURE
O.Z. Takacs, A.L. Broadfoot, G.R. Smith y S. Kumar
Planetary Space Science/vol.28/1980
31. CHARGE EXCHANGE IN THE VENUS IONOSPHERE AS THE SOURCE OF THE HOT EXOSPHERIC HYDROGEN
R.R. Hodges y B.A. Tinsley
Journal of Geophysical Research/vol.86/1980
32. ESCAPE OF HYDROGEN FROM VENUS
M.B. McElroy, M.J. Prather y J.M. Rodriguez
Science/vol.215/1982
33. VENUS NIGHT TIME HYDROGEN BULGE
H.C. Brinton, H.A. Taylor Jr., H.B. Niemann, H.G. Mayr, A.F. Nagy, T.E. Cravens y D.F. Strobel
Geophysical Research Letters/vol.7/1980
34. H_2 ABUNDANCE IN THE ATMOSPHERE OF VENUS
S. Kumar, D.M. Hunten y H.A. Taylor
Geophysical Research Letters/vol.8/1981
35. VENUS WAS WET: A MEASUREMENT OF THE RATIO OF D TO H
T.M. Donahue, J.H. Hoffman, R.R. Hodges Jr. y A.J. Watson
Science/vol.216/1982
36. INTERACCION ENTRE EL VIENTO SOLAR Y LA IONOSFERA DE VENUS
H. Pérez de Tejada
Investigación y Ciencia/enero/1985/No. 100
37. ESCAPE OF 4He AND FAST O ATOMS FROM MARS AND INFERENCES ON THE 4He MIXING RATIO
W.C. Knudsen
Journal of Geophysical Research/vol.78/No.34/1973
38. REPORTS: RELEASE OF JUVENILE WATER ON MARS: ESTIMATED AMOUNTS AND TIMING ASSOCIATED WITH VOLCANISM
R. Greeley
Science/Vol.236/1987
39. MASS FRACTIONATION DURING TRANSONIC ESCAPE AND IMPLICATIONS FOR LOSS OF WATER FROM MARS AND VENUS
K.J. Zahnle y J.F. Kasting
Icarus/vol.68/1986

40. NASA MARS PROJECT: EVOLUTION OF CLIMATE AND ATMOSPHERE
R. Greeley, S.M. Clifford y R.M. Haberle
Eos/Nov/1982
41. SOLAR WIND EROSION OF THE MARTIAN EARLY ATMOSPHERE
H. Pérez de Tejada
Journal of Geophysical Research/inédito
42. FISICA-CONCEPTOS Y APLICACIONES
P. Tippens
Ed McGraw Hill/méxico/1978
43. INTRODUCCION A LA FISICA MODERNA
J.D. Mc Gervey
Ed. Trillas/México/1975
44. RUNAWAY AND MOIST GREENHOUSE ATMOSPHERES AND THE EVOLUTION OF
EARTH AND VENUS
James F. Kasting
Icarus 74/junio/1988
45. FLUID MECHANICS AND THERMODYNAMICS OF OUR ENVIRONMENT
S. Eskinazi
Nueva York/Academic Press/1975
46. VENUS NIGHTSIDE IONOSPHERE; A MODEL WITH KeV ELECTRON IMPACT
IONIZATION
S. Kumar
Geophysical Research Letters/vol.9/1982
47. ELECTRON TEMPERATURE AND HEAT FLOW IN THE NIGHTSIDE VENUS
IONOSPHERE
W.R. Hoegy, L.H. Brace, R.F. Theis y H.G. Mayr
Journal of Geophysical Research/vol.85/1980
48. HOT HYDROGEN IN THE EXOSPHERE OF VENUS
T.E. Cravens, T.I. Gombosi y A.F. Nagy
Nature/vol.283/1980
49. MARINER 9 ULTRAVIOLET SPECTROMETER EXPERIMENT: MARS AIRGLOW
SPECTROMETRY AND VARIATIONS IN LYMAN ALPHA
C.A. Barth, A.I. Stewart, C.W. Hord y A.L. Lane
Icarus/vol.17/1972
50. MOMENTUM TRANSPORT AT THE MARS MAGNETOPAUSE
H. Pérez de Tejada
Journal of Geophysical Research/inédito

51. THE RUNAWAY GREENHOUSE: A HISTORY OF WATER ON VENUS

A.P. Ingersoll

Journal of Atmospheric Science